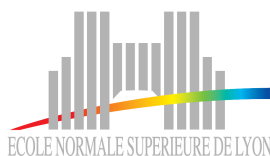


ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE LYON
Laboratoire de Physique



THÈSE

en vue d'obtenir le grade de :

Docteur de l'Université de Lyon - École Normale Supérieure de Lyon

Spécialité : Physique

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

présentée et soutenue publiquement le 23 juin 2009 par :

Thibaut DIVOUX

Bruit et fluctuations
dans les écoulements de fluides complexes

sous la direction de :

Jean-Christophe GÉMINARD

Après avis de :

Yves COUDER	Professeur, Université Paris VII – ENS de Paris	Rapporteur
Stéphane ROUX	Directeur de recherche au CNRS, ENS de Cachan	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

Sergio CILIBERTO	Directeur de recherche au CNRS, ENS de Lyon	Examinateur
Yves COUDER	Professeur, Université Paris VII – ENS de Paris	Rapporteur
Jean-Christophe GÉMINARD	Chargé de recherche au CNRS, ENS de Lyon	Directeur
Francisco MELO	Professeur, Universidad de Santiago de Chile, Chili	Président
Stéphane ROUX	Directeur de recherche au CNRS, ENS de Cachan	Rapporteur

“Nous vivons à une époque où - surtout dans les grands centres scientifiques - la spécialisation ne cesse de se développer et de s’aggraver. Tel savant se cantonne dans l’étude des gastéropodes, tel autre dans l’histoire du blé au Moyen Âge, un autre dans celle de la guerre des Deux-Roses. Certes il est flatteur d’être le spécialiste reconnu et patenté, dans le monde entier, pour un tout petit canton de la science. Mais n’est-ce pas payer bien cher cet avantage que de rompre les liens qui unissent entre elles toutes les disciplines, toutes les formes du savoir¹ ?”

– Raymond Lebègue,

Professeur de Littérature Française à la Sorbonne –.

¹Début du discours inaugural du colloque intitulé *Musique et Poésie au XVI^e siècle* organisé par le CNRS, le 4 juillet 1953.

– Remerciements –

Je remercie l'ensemble des membres de la commission d'examen : Yves Couder et Stéphane Roux pour avoir accepté de lire et de juger, sans fard, l'intégralité de ce manuscrit. Francisco Melo pour avoir assuré la paternelle et bienveillante présidence du jury - il sait à quel point sa présence me touche. Sergio Ciliberto pour son enthousiasme et les remarques fécondes qu'il a su disséminer tout au long de cette thèse.

Je remercie tous ceux qui ont eu la gentillesse de m'accorder leur temps et avec qui j'ai eu la chance de pouvoir partager des idées, des remarques, ou tout simplement le plaisir de la science bien faite. Je pense à Sylvie Vergniolle dont la patience et la pédagogie me pousse à chacun de nos entretiens un peu plus vers la géophysique, ainsi qu'à Yacine Amarouchène pour sa passion contagieuse et son originalité.

Je remercie tous les membres du laboratoire de Physique de l'ENS Lyon que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années, et tout particulièrement les membres de l'équipe Matière Molle et Systèmes Biologiques. Deux d'entre eux méritent leur paragraphe : Valérie Vidal & Jean-Christophe Gémard.

Infatigable et indéfectible, de nuit comme de jour, de l'Islande jusqu'au Portugal - sous le soleil comme dans la tempête, du laboratoire aux sommets des volcans les plus actifs, sans ton ineffable bonne humeur, où aurais-je bien pu trouver l'énergie de faire tout ça ? Merci Valérie.

Toute cette histoire a commencé en février 2004, à Santiago de Chile, lors d'un stage de maîtrise. Depuis, Jean-Christophe a joué les rôles de mentor et de guide, mais aussi de soutien et d'ami que ces quelques lignes ne sauraient décrire. Qu'elles soient néanmoins l'occasion de te témoigner toute l'admiration et l'affection que je te porte. Merci de ta confiance.

Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE.	10
1 Des systèmes vitreux mous.	13
1.1 Introduction.	13
1.2 Bruits et fluctuations dans les écoulements de fluides complexes.	14
1.2.1 De quoi parle-t-on ?	14
1.2.2 Pourquoi s'intéresser aux fluctuations ?	14
1.3 Plan du manuscrit.	15
1.3.1 Première partie.	15
1.3.2 Seconde partie.	16
ÉCOULEMENT QUASI-STATIQUE D'UN MATÉRIAU GRANULAIRE.	17
2 Bruit et fluctuations dans les milieux granulaires.	19
2.1 Introduction	20
2.2 Le tas de sable : un système athermique piégé dans un état métastable.	21
2.3 Effets de vibrations mécaniques régulières sur un empilement.	22
2.3.1 Quelques généralités.	22
2.3.2 Autour des fluctuations de densité.	24
2.4 Mise en mouvement induite par un cisaillement.	26
2.4.1 Importance des conditions limites.	26
2.4.2 Autour des fluctuations de force.	28
2.4.3 Et à l'échelle du grain ?	30
2.5 Problématiques à retenir pour les deux prochains chapitres.	30
2.5.1 Vers des méthodes de sollicitation plus douces.	30
2.5.2 Fluctuations de force & fluctuations de dilatance.	31
3 'Fluage' d'une colonne de grains induit par des cycles de température.	33
3.1 Introduction : le tas de sable comme un empilement fragile.	34
3.2 Effets des variations de température sur une assemblée de grains.	35
3.2.1 Des variations de température accidentelles...	35
3.2.2 ... aux variations de température contrôlées.	37
3.2.3 Quelques problématiques autour du cyclage thermique.	40
3.3 Dispositif expérimental.	41
3.3.1 Généralités.	41
3.3.2 Cycles de température et traitement des images.	42
3.3.3 Protocole expérimental et observations préliminaires.	45

3.4	Étude résolue en temps de la dynamique de compaction.	45
3.4.1	Cycles de température de grande amplitude.	46
3.4.2	Cycles de température de faible amplitude.	51
3.4.3	Discussion autour du mécanisme de compaction.	52
3.5	Conclusions.	53
3.6	Questions ouvertes et perspectives.	55
4	Cisaillement plan d'une couche de grains immergée.	59
4.1	Introduction.	60
4.1.1	Problématiques & plan du chapitre.	61
4.2	Dispositif expérimental.	62
4.2.1	Généralités.	62
4.2.2	Quelles observables ?	63
4.3	Mesure du coefficient de friction dans la limite quasi-statique.	65
4.3.1	Notion de coefficient de friction.	66
4.3.2	Extension de la loi d'Amontons (1699) - Coulomb (1776).	66
4.3.3	Discussion.	67
4.4	Mesure de la dilataance d'une couche précisailée.	69
4.4.1	Protocole expérimental.	69
4.4.2	Résultats.	70
4.5	Quelques résultats sur les fluctuations.	72
4.5.1	Précautions expérimentales & traitement des données.	72
4.5.2	Fluctuations de force.	73
4.5.3	Fluctuations de dilataance.	76
4.6	Conclusions.	78
4.7	Questions ouvertes et perspectives.	79
	ÉCOULEMENT D'AIR AU TRAVERS D'UNE SOLUTION NON-NEWTONIENNE.	81
5	Écoulement d'air dans un fluide complexe.	83
5.1	Introduction.	84
5.2	Quelques propriétés de l'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes.	86
5.2.1	Cas des solutions rhéofluidifiantes.	87
5.2.2	Cas des solutions viscoélastiques.	87
5.2.3	Cas des fluides à seuil.	87
5.3	Emission d'air à travers une couche de grains immergée.	88
5.3.1	Intermittence entre deux modes de dégazage à débit constant.	89
5.3.2	Signature du fluide complexe dans les fluctuations de pression.	89
5.4	Activité éruptive des volcans basaltiques.	90
5.4.1	Mécanismes à l'origine des modes éruptifs des volcans basaltiques.	91
5.4.2	Intermittence du dégazage.	92
5.4.3	De la rhéologie non-newtonienne du magma.	97
5.5	Problématiques à retenir pour le chapitre suivant.	99
6	Dégazage intermittent à travers une colonne de fluide non-newtonien.	101
6.1	Introduction.	102

6.2	Philosophie de l'expérience.	102
6.2.1	Dispositif expérimental.	102
6.2.2	Acquisition des données; étalonnage.	102
6.2.3	Rhéologie du fluide complexe.	103
6.2.4	Choix d'un protocole expérimental.	105
6.3	Dégazage intermittent à débit constant.	110
6.3.1	Quelques propriétés de l'émission des bulles.	111
6.3.2	Mécanisme de formation du canal.	114
6.3.3	Quelques remarques sur le canal ouvert.	116
6.4	Etude statistique des modes de dégazage.	117
6.4.1	Comportement global du système.	117
6.4.2	Comportement local du système.	119
6.5	Relecture des résultats dans un cadre géophysique.	127
6.5.1	Est-il pertinent de comparer du magma et du gel pour cheveux? . . .	127
6.5.2	Quels résultats pourraient être transposables en géophysique?	128
6.6	Conclusions.	130
6.7	Questions ouvertes et perspectives.	131
CONCLUSION GÉNÉRALE.		133
7 Quelques mots pour conclure.		135
BIBLIOGRAPHIE		137
Bibliographie		137

Introduction générale.

Chapitre 1

Des systèmes vitreux mous.

1.1 Introduction.

Une grande partie des fluides qui nous entourent présentent des propriétés qui tiennent autant des liquides que des solides. Un tas d'argile à même une table est un solide; il peut néanmoins s'écouler sous les mains du potier pour prendre une nouvelle forme. Cette capacité à se déformer de façon réversible ou irréversible (penser par exemple au yaourt qu'on remue à l'aide d'une petite cuillère) se rencontre pour la pâte dentifrice, la mayonnaise ou la mousse à raser. C'est aussi le cas des matériaux granulaires (sable, sucre, graines de toutes sortes, etc.) qui peuvent imiter les trois états de la matière¹ [solide, liquide, gaz (Jaeger et al., 1996)]. Tous ces fluides, dits complexes et rangés dans la catégorie de la matière dite molle, ont le bon goût de s'écouler dès qu'ils sont suffisamment contraints. En deçà d'une contrainte seuil, ils sont dans un état bloqué, ou '*jammed*' en anglais (Cates et al., 1998) qui a fait couler beaucoup d'encre depuis la fin des années 90² notamment en ce qui concerne son universalité. En fait, en deçà de ce seuil la plupart de ces systèmes continuent de couler, mais extrêmement lentement à notre échelle de temps. C'est le cas par exemple d'une mayonnaise ou d'une crème de beauté dont les différents constituants vont lentement se séparer au cours du temps (Cabane & Hénou, 2003); l'énergie nécessaire à cette évolution est ici fournie par l'énergie d'agitation thermique ambiante. Un empilement de grains voit lui aussi sa compacité lentement augmenter au cours du temps. Dans ce type de système athermique, i.e. pour lequel les effets de la seule agitation thermique sont négligeables, l'écoulement lent doit être induit par des perturbations plus importantes : cisaillements (Toiya et al., 2004) et autres vibrations mécaniques (Richard et al., 2005), variations de température (Liu & Nagel, 1992; Clément et al., 1997) sont les

¹Les états liquides et gazeux sont ici illustrés sur la figure (1.1).

²Pour une revue agréable et accessible, lire la contribution récente de E. Weeks (2007).

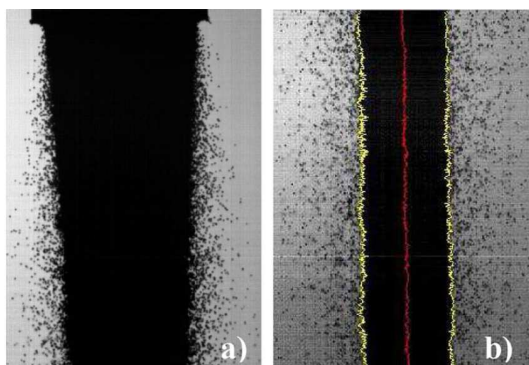


FIG. 1.1 – **Jet de grains dans le champ de pesanteur.** Ces deux photos illustrent d'abord la coexistence dynamique d'un état solide et d'un état liquide de la matière granulaire. Ensuite les *fluctuations* de l'interface [en jaune sur (b)] entre ces deux états permettent de définir un analogue de la tension de surface pour les milieux granulaires. Extrait de (Amarouchène et al, 2008).

principales méthodes qui ont été utilisées au cours de ces vingt dernières années. L'évolution lente de ces systèmes mous en deçà du seuil de la transition de blocage est souvent comparée à la dynamique des verres au voisinage de la transition vitreuse (Ediger et al., 1996). C'est pour cette raison que l'on parle de systèmes vitreux mous. Ce manuscrit aborde deux exemples de ces systèmes aux travers des notions de bruit et de fluctuations : un milieu granulaire (système athermique) considéré sec, puis immergé dans un liquide newtonien, ainsi qu'une solution aqueuse de gel pour cheveux (système thermique).

1.2 Bruits et fluctuations dans les écoulements de fluides complexes.

1.2.1 De quoi parle-t-on ?

D'une part, on se réfère aux fluctuations d'observables simples qui sont générées par l'écoulement lui-même : fluctuations de vitesse (Zuriguel et al., 2005; Majumdar & Sood, 2008), de compacité (Nowak et al., 1998; Gostiaux et al., 2002; Ribière et al., 2007), de force (Miller et al., 1996; Ngadi & Rajchenbach, 1998; Kolb et al., 1999; Corwin et al., 2008), ou encore de pression (Dhoriyani et al., 2006), etc. De telles fluctuations sont la signature à l'échelle macroscopique de la dynamique d'évolution du système à des échelles inférieures (méso ou microscopiques). Elles contiennent donc de précieuses informations sur les propriétés du système, ce qui motive leur étude. Évoquons explicitement le cas de la ségrégation axiale de quelques grosses billes placées au sein d'une large assemblée de billes plus petites dans un cylindre horizontal en rotation (tambour tournant). Pour une vitesse de rotation du tambour suffisamment élevée, ces grosses billes sont maintenues séparées les unes des autres par les fluctuations de vitesse des petites billes. En revanche, en deçà de ce seuil en vitesse de rotation, les fluctuations de vitesse ne sont plus suffisantes et les grosses billes finissent par s'agréger (Zuriguel et al., 2005). Mentionnons aussi brièvement les fluctuations de densité à l'interface d'un jet granulaire (Fig. 1.1). Celles-ci renseignent sur la célérité des ondes de surface et permettent de définir une tension de surface granulaire (Amarouchène et al., 2008). Enfin, citons le cas de fluctuations macroscopiques générées dans un système thermique : une bille en chute libre dans une solution de micelles géantes n'atteint pas une vitesse stationnaire comme c'est le cas dans une solution newtonienne (Guyon et al., 2001). Au contraire, la vitesse de la bille présente des fluctuations (Fig. 1.2), intimement liées à la structure du fluide et à sa rhéologie non-linéaire³ (Jayaraman & Belmonte, 2003).

D'autre part lorsqu'on parle de bruit et de fluctuations dans les écoulements de fluides complexes, on se réfère aussi aux conséquences sur l'écoulement d'une perturbation imposée de l'extérieur : cette dernière peut être de nature mécanique (Kudrolli, 2004; Richard et al., 2005; Iwata et al., 2008), thermique (Géminard, 2003; Djaoui & Crassous, 2005), sonore (Johnson et al., 2008), etc. De telles perturbations sont le moyen de sonder les propriétés du système sollicité sur une gamme choisie d'échelles spatiales et/ou d'échelles de temps.

1.2.2 Pourquoi s'intéresser aux fluctuations ?

Essentiellement, parce que ces systèmes vitreux mous mettent en jeu une très large gamme d'échelles de temps et d'espace. Dans le cas des milieux granulaires par exemple, les échelles spatiales pertinentes s'étendent de la rugosité de surface des grains (de l'ordre de 100 nm pour des billes de verre) à l'échelle du tas (de l'ordre du mètre et au-delà). Il

³Soulignons qu'il existe des phénomènes similaires pour une bulle ascendante dans ce même type de fluide (Belmonte, 2000; Handzy & Belmonte, 2004).

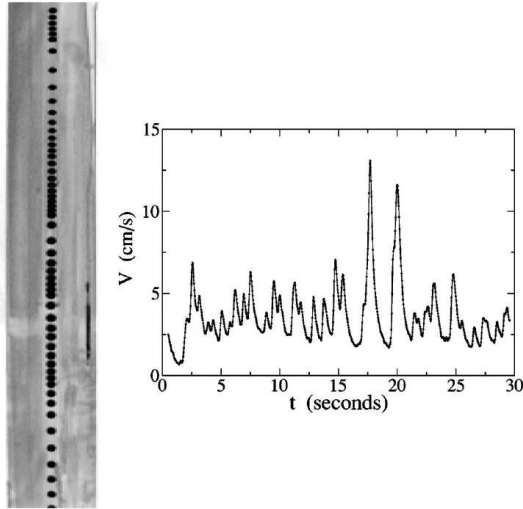


FIG. 1.2 – **(Gauche)** : Superposition d’une séquence d’images prises au cours de la chute libre d’une bille de téflon (de rayon $r = 4.7$ mm) dans une solution de CTAB/NaSal de concentration $6.0 \text{ mmol}\cdot\text{L}^{-1}$ (dimension verticale de l’image 50 cm; intervalle de temps entre deux images : $\Delta t = 0.13$ s). **(Droite)** : Évolution de la vitesse d’une bille de téflon (de rayon $r = 6.3$ mm) au cours du temps, en chute libre dans une solution de CTAB/NaSal de concentration $9.0 \text{ mmol}\cdot\text{L}^{-1}$. Extrait de (Jayaraman & Belmonte, 2003).

n’existe à ce jour aucune approche satisfaisante tenant compte de cette cascade d’échelles qui permette de décrire l’assemblage de grains, ainsi que ses propriétés dans les différents régimes d’écoulement précédemment évoqués. Au contraire, il existe plusieurs descriptions qui dépendent de l’échelle spatiale à laquelle on souhaite décrire l’écoulement, ainsi que du régime d’écoulement lui-même : quasi-statique, dense ou collisionnel. De plus, ces différents régimes d’écoulement mettent en jeu des échelles de temps distinctes, ce qui pose notamment la question de la stationnarité de ces écoulements et de l’échelle de temps pertinente sur laquelle les décrire (Komatsu et al., 2001). C’est ici qu’interviennent les fluctuations temporelles d’observables macroscopiques : celles-ci ont le bon goût de faire le lien entre les différentes échelles spatiales, puisqu’elles sont la signature à l’échelle macroscopique des événements à l’échelle microscopique. La fenêtre temporelle sur laquelle on étudie ces fluctuations permet entre autre de tester la stationnarité des écoulements.

1.3 Plan du manuscrit.

Ce manuscrit rend compte de trois expériences distinctes, toutes trois effectuées sur des fluides complexes. Chacune de ces expériences a trait aux bruits et aux fluctuations susceptibles d’être imposés à - ou d’être générés par - l’écoulement d’un tel matériau [Chapitre 2]. Ce manuscrit se divise en deux parties : une première qui traite de la mise en mouvement et de la rhéologie au seuil d’écoulement d’un matériau granulaire sec, puis immergé. Dans le premier cas un *bruit* (variations de température) est à l’origine de la mise en mouvement des grains [Chapitre 3], alors que dans le second, ce sont les *fluctuations d’observables* de l’écoulement (fluctuations de force et de position d’un patin cisailant une couche de grains) qui nous intéresseront [Chapitre 4]. La seconde partie, quant à elle, s’intéresse aux différentes façon dont de l’air peut s’échapper au travers d’un fluide non-newtonien [Chapitre 5] : ici un fluide à seuil, rhéofluidifiant et thixotrope. Du fait de la rhéologie non-linéaire de ce dernier, nous montrerons que l’écoulement d’air *fluctue* de façon non-triviale entre différents modes de dégazage. Nous insisterons notamment sur le lien qui peut exister entre la rhéologie du gel et ces fluctuations [Chapitre 6].

1.3.1 Première partie.

Dans une première expérience, nous étudions la mise en mouvement délicate d’un empilement de grains sous l’effet de variations de température contrôlées. Nous montrons qu’un tel

bruit thermique est suffisant pour provoquer le lent fluage de l'empilement. Nous insisterons particulièrement sur le fait que cette expérience met en avant une méthode de sollicitation très douce des milieux granulaires. Bien que peu employée par la communauté physicienne à ce jour, elle offre des perspectives particulièrement prometteuses comparativement aux méthodes classiques d'injection d'énergie dans un milieu granulaire : secousses (Richard et al., 2005; Kabla & Debrégeas, 2004; Umbanhowar & van Hecke, 2005), cisaillement annulaire (Miller et al., 1996; Tsai et al., 2003; Toiya et al., 2004) ou plan (Nasuno et al., 1997; Nicolas et al., 2000; Pouliquen et al., 2003), etc.

La seconde expérience concerne les propriétés rhéologiques d'une couche de grains immergée, et cisailée en géométrie plane. Un dispositif expérimental historiquement développé pour l'étude des propriétés de la friction solide puis adapté à l'étude des milieux granulaires secs (Nasuno et al., 1997), comme immergés (Géminard et al., 1999), nous permettra de discuter les valeurs moyennes et les fluctuations de deux observables de l'écoulement : la force de friction entre les grains et le patin qui impose le cisaillement, et la dilatance de la couche de grains.

1.3.2 Seconde partie.

La seconde partie du manuscrit concerne une expérience d'écoulement d'air au travers d'une colonne de fluide complexe (système thermique). Nous montrerons que le gaz peut être relâché au travers du fluide soit sous forme de bulles, soit sous forme d'un canal connectant la buse émettrice de gaz située au bas de la colonne, à la surface libre du fluide. On observe que dans certaines conditions, le système oscille spontanément entre ces deux états. L'intermittence entre ces deux modes de dégazage sera reliée à la rhéologie non-linéaire du fluide. Nous prendrons le temps d'une mise en perspective de ces résultats dans un contexte géophysique.

Écoulement quasi-statique d'un
matériau granulaire.

Chapitre 2

Bruit et fluctuations dans les milieux granulaires.

"Ceci est un chapitre introductif."

Sommaire

2.1	Introduction	20
2.2	Le tas de sable : un système athermique piégé dans un état métastable.	21
2.3	Effets de vibrations mécaniques régulières sur un empilement. .	22
2.3.1	Quelques généralités.	22
2.3.2	Autour des fluctuations de densité.	24
2.4	Mise en mouvement induite par un cisaillement.	26
2.4.1	Importance des conditions limites.	26
2.4.2	Autour des fluctuations de force.	28
2.4.3	Et à l'échelle du grain ?	30
2.5	Problématiques à retenir pour les deux prochains chapitres. . .	30
2.5.1	Vers des méthodes de sollicitation plus douces.	30
2.5.2	Fluctuations de force & fluctuations de dilatance.	31

2.1 Introduction

Les matériaux granulaires présentent des comportements collectifs similaires aux trois états classiques de la matière (Jaeger et al., 1996) : l'état gazeux, l'état liquide et l'état solide (Fig. 2.1). L'état gazeux s'apparente au régime d'écoulement où les grains, suffisamment dilués, interagissent essentiellement par des collisions brèves. Une approche fortement inspirée de la théorie cinétique des gaz et développée depuis les années 80 (Jenkins & Savage, 1983), décrit les grains par le biais d'équations hydrodynamiques de type Navier Stokes. Si cette démarche s'est avérée fructueuse dans un certain nombre de cas (Losert et al., 2000; Bocquet et al., 2001), son domaine d'application est néanmoins très vite limité par le fait que les collisions entre grains sont essentiellement de nature inélastique. De l'énergie est perdue à chaque collision ce qui peut conduire au développement d'instabilités : dans les zones les plus denses, les particules subissent plus de chocs ce qui accroît localement la dissipation et entraîne, en retour, une augmentation de la densité. Ces zones vont donc rapidement croître et former des amas de grains qui, lorsque leur taille devient suffisamment importante, provoquent l'effondrement inélastique du gaz (Luding, 2002). Dès la formation de ces amas, les contacts entre grains ne sont plus de nature binaire, et les concepts de théorie cinétique deviennent caducs. L'écoulement granulaire résultant peut alors être comparé à un état liquide dans lequel les grains sont en contact avec leurs voisins pendant un temps qui peut être long. La description de ces régimes d'écoulement, dits denses, a connu plusieurs contributions au cours de ces dix dernières années. Les simulations de da Cruz et al. (2005), ainsi que la synthèse d'un grand nombre de travaux expérimentaux et numériques (GDR MiDi, 2004) entre autres, ont permis de faire émerger une loi constitutive permettant de rendre compte de la rhéologie de ces écoulements denses (Jop et al., 2006). Cette description, plutôt robuste, fait encore l'objet de débats constructifs (Rognon & Gay, 2009a, 2009b) sur lesquels nous reviendrons au chapitre 4. De plus, cette description connaît aussi ses limites : elle ne permet pas de décrire le comportement des grains dans la limite quasi-statique¹, i.e. au voisinage de la transition de blocage que nous évoquons dans l'introduction générale. Au repos (Mueth et al., 1998), comme dans la limite quasi-statique (Howell et al., 1999a), les grains constituant l'empilement interagissent par contact de frottement et forment une structure dans laquelle la répartition des contraintes est profondément inhomogène. Ceci se traduit sur les propriétés de l'empilement, notamment par une rhéologie non locale (Aranson et al., 2008) ainsi que par une grande susceptibilité aux perturbations extérieures (Claudin & Bouchaud, 1997; Bonamy et al., 2000). Ces deux attributs font des milieux granulaires faiblement sollicités des sys-

¹Notons cependant que ça n'a jamais été l'objectif de cette approche.

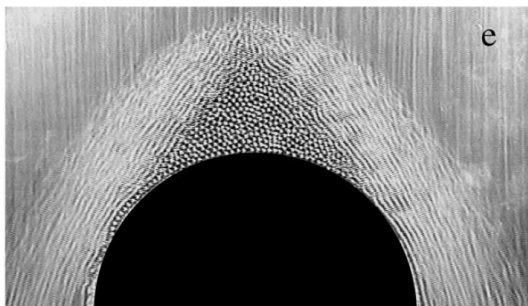


FIG. 2.1 – **Écoulement de billes de verre autour d'un obstacle circulaire dans une cellule de Hele-Shaw verticale.** Cette expérience illustre très bien le fait que la matière granulaire peut exister et coexister sous trois états distincts : un état gazeux (pluie de grains), un état liquide (grains en écoulement rapide autour de l'obstacle), et un état solide (grains formant la dune immobile au centre de l'image). Extrait de (Amarouchène et al., 2001).

2.2 Le tas de sable : un système athermique piégé dans un état métastable.21

tèmes difficiles à décrire [prédiction du seuil d'écoulement, existence de bandes de cisaillement (Aharonov & Sparks, 2002; Fenistein & van Hecke, 2003; Fenistein et al., 2004), etc.] dont l'évolution au cours du temps rappelle fortement celle des verres moléculaires au voisinage de la transition vitreuse (Weeks, 2007), bien que ces deux systèmes restent fondamentalement différents (Kurchan, 2008).

L'objectif de ce chapitre introductif est de décrire quelques propriétés des matériaux granulaires en-deçà et au-delà du seuil d'écoulement. Ainsi, après avoir rappelé quelques aspects de l'état bloqué caractérisant un empilement de grains au repos, nous aborderons essentiellement deux types de sollicitations qui ont été mis en oeuvre pour sonder les propriétés statiques et la dynamique quasi-statique d'un empilement, tant à l'échelle du grain qu'à l'échelle du tas : les vibrations et le cisaillement dans différentes géométries. L'objectif n'est certainement pas de décrire de façon exhaustive ces deux méthodes, mais plutôt d'en dégager un certain nombre de points communs autour du thème du bruit et des fluctuations. Nous justifierons d'une part la nécessité de développer des méthodes de sollicitation plus douces que les vibrations mécaniques avec pour objectif d'obtenir des mesures fines de l'évolution d'un empilement au voisinage du seuil, et ce sur des temps expérimentaux raisonnables. C'est ce qui nous conduira à discuter au chapitre 3 de l'utilisation de *variations* de température pour induire le déplacement de grains. D'autre part, nous allons discuter le lien qui peut exister entre les fluctuations de force et de densité au sein d'un empilement sollicité mécaniquement. Ceci nous conduira à discuter au chapitre 4 des fluctuations de force et de dilatance d'un empilement de grains cisailé en géométrie plane.

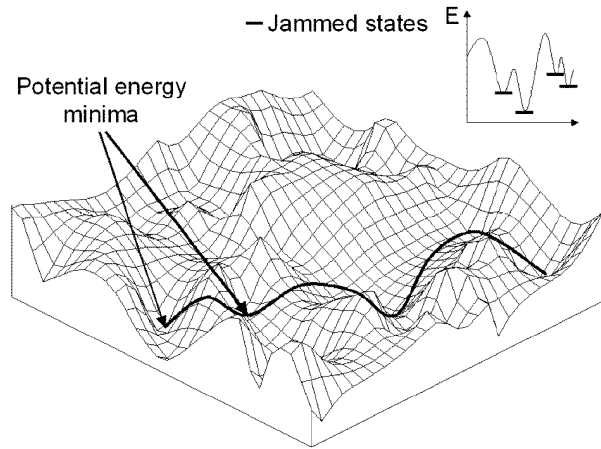


FIG. 2.2 – **Représentation schématisée du paysage énergétique** qui domine la dynamique d'un système vitreux, et en particulier d'un tas de sable, en-deçà de la transition de blocage. Un empilement de grains correspond à un minimum local du paysage énergétique, et provoquer une réorganisation en injectant de l'énergie dans le tas, par le biais d'une secousse, d'un cisaillement, etc. permet d'atteindre un autre minimum local du paysage. Extrait de (Makse et al., 2004a).

2.2 Le tas de sable : un système athermique piégé dans un état métastable.

Un empilement de grains au repos est un système physique relativement simple : une collection de grains durs, rugueux, sans interactions autres que de celles de contact, et pour lesquels l'agitation thermique ambiante est complètement négligeable. En effet, l'énergie po-

tentielle qu'un grain (de masse volumique $\rho \simeq 2500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) doit acquérir pour se déplacer verticalement sur une distance de l'ordre de sa taille ($d > 100 \mu\text{m}$) est très supérieure à l'énergie d'agitation thermique :

$$\frac{\rho g d^4}{k_B T} \simeq 10^{11} \gg 1 \quad (2.1)$$

Un tas de sable est donc un système athermique piégé dans un état métastable, un des minima locaux du paysage énergétique². En conséquence, un tas ne pourra se réarranger qu'à condition de lui fournir suffisamment d'énergie pour lui faire passer la barrière énergétique qui sépare sa configuration actuelle d'une nouvelle configuration bloquée³ (Fig. 2.2). Différentes méthodes ont été utilisées au cours de ces 20 dernières années pour injecter de l'énergie dans un empilement : l'utilisation de secousses régulières ou encore un cisaillement imposé par le déplacement d'une des parois du récipient sont les deux exemples les plus répandus. Ces deux modes de sollicitation des grains sont en général présentés et discutés séparément, et il existe quelques articles de revue qu'on pourra consulter (Howell et al., 1999a; Kudrolli, 2004; Richard et al., 2005). L'objectif est ici d'essayer de mettre en lumière un certain nombre de concepts clef, communs à ces différentes sollicitations.

2.3 Effets de vibrations mécaniques régulières sur un empilement.

2.3.1 Quelques généralités.

L'étude systématique de cette problématique a débuté au début des années 90 à l'aide du dispositif expérimental suivant : un tube contenant des billes constituant un empilement lâche est soumis à des accélérations verticales périodiques, imposées à l'aide d'un pot vibrant. En pratique, un signal sinusoïdal de faible fréquence (typiquement⁴ $10 < f = \omega/2\pi < 100 \text{ Hz}$), est utilisé pour générer une secousse (Philippe, 2002) ; les secousses successives appliquées sont suffisamment espacées en temps de façon à pouvoir être considérées comme indépendantes (typiquement $\Delta t \simeq 1 \text{ s}$) (Knight et al., 1995; Philippe & Bideau, 2002). Le paramètre de contrôle de l'expérience, Γ , est défini comme le rapport de l'accélération imposée par le vibreur à l'accélération de la pesanteur terrestre : $\Gamma \equiv a\omega^2/g$ où $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, et a désigne l'amplitude des vibrations du pot⁵. Qualitativement, lorsque le vibreur est mis en marche, on observe la lente compaction de l'empilement. Le comportement du matériau dépend fortement de l'accélération réduite Γ . Discutons-en.

²L'état de plus basse énergie correspond à la situation où tous les grains constituant le tas touchent le sol.

³Notons au passage que c'est ce qui fait toute la différence entre un tas de sable et un verre moléculaire considéré sous la transition vitreuse. Sous l'effet de l'agitation thermique, ce dernier continue d'évoluer au sein du paysage énergétique, même après avoir subi une trempe. Un empilement de grains peut donc au mieux être considéré comme un verre à température nulle (Makse et al., 2004).

⁴La fréquence la plus élevée est fixée par le temps de chute d'un grain sur sa taille $\tau = \sqrt{g/d}$. Pour $d = 1 \text{ mm}$, $\tau^{-1} \simeq 100 \text{ Hz}$.

⁵En toute rigueur, il est important de noter que la compaction est contrôlée autant par l'accélération Γ que par la durée $T = 2\pi/\omega$ de la secousse ; le bon paramètre de contrôle de l'expérience n'est pas $\Gamma \sim a/T^2$, mais plutôt $\Gamma T \sim a/T$ (Dijksman & van Hecke, 2009).

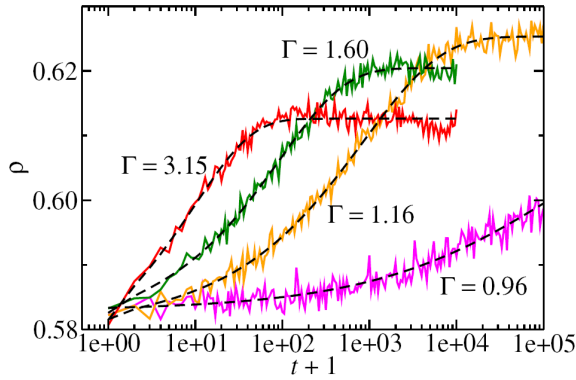


FIG. 2.3 — **Evolution de la compacité en fonction du nombre de secousses.** Courbes obtenues pour une fréquence $f = 30$ Hz et pour différentes valeurs de l'accélération réduite Γ . Le récipient est suffisamment large pour permettre l'installation de rouleaux de convection ; les ajustements correspondent à une loi de type KWW, i.e. une exponentielle étirée [voir texte, (eq. 2.3)]. Extrait de (Rivière et al., 2007).

▷ Pour des valeurs de Γ telle que $0 \leq \Gamma \leq \Gamma^* \simeq 1.2$, seuil *dynamique*⁶ à partir duquel l'ensemble des grains décolle du fond de la boîte à chaque secousse, le processus de compaction est extrêmement lent (Philippe, 2002). C'est probablement la raison pour laquelle cette gamme d'accélération a reçu très peu d'attention de la part de la communauté. Une étude récente de Umbanhowar & van Hecke (2005) montre néanmoins que l'évolution de l'empilement est fonction de son histoire : les réorganisations prennent la forme de déplacements individuels de grains pour un empilement neuf ; ceux-ci disparaissent au profit d'une dynamique de réorganisation collective et fortement non-linéaire pour des empilements ayant déjà subi des vibrations.

▷ Dans la gamme $\Gamma^* \simeq 1.2 \leq \Gamma \leq \Gamma_c \simeq 2$, la compaction gagne en efficacité, et se déroule sur des échelles de temps accessibles au laboratoire (Knight et al., 1995; Philippe & Bideau, 2002). Chaque secousse fait décoller l'empilement. Lorsque ce dernier vient s'écraser au fond du tube, une onde de choc est produite à la base de la colonne et traverse l'empilement qu'elle contribue à rendre plus dense. De façon concomitante, un rouleau de convection se met en place dans la cellule. Il se traduit à l'échelle du tas par l'inclinaison de la surface libre (Evesque & Rajchenbach, 1989), l'angle fait avec l'horizontale étant d'autant plus important que Γ est proche de Γ^* (Philippe, 2002).

▷ Enfin, pour des accélérations telles que $\Gamma \geq \Gamma_c$, l'empilement de grains se compacte verticalement de façon homogène (Knight et al., 1995; Philippe & Bideau, 2002) et l'évolution quantitative de la compacité de l'empilement au cours du temps dépend alors de façon cruciale de la présence ou de l'absence de rouleaux de convection au sein de la colonne⁷ (Philippe & Bideau, 2002; Richard et al., 2005; Rivière et al., 2005). Lorsqu'il n'y a pas ou peu de convection, la compacité ρ_n de l'empilement évolue essentiellement comme l'inverse du logarithme du nombre de secousses n imposées ; l'expression phénoménologique proposée par

⁶ Γ^* est légèrement supérieur à 1 du fait de la friction entre les billes et les parois du récipient (Philippe, 2002). Γ^* correspond aussi au seuil à partir duquel les effets de taille finie et les propriétés des billes (coefficients de friction, de restitution, etc) commencent à influencer sur la dynamique d'ensemble de la colonne de bille (Clément et al., 1992).

⁷La signature de la présence de ces deux rouleaux est la forme de cône pointant vers le ciel qu'adopte la surface libre (Knight et al., 1993, 1996; Philippe & Bideau, 2002). Le développement des rouleaux est fonction du rapport d'aspect du tube, du rapport entre le diamètre du tube et celui des grains, des propriétés de surface des parois du tube, et des propriétés des grains (coefficient de friction et de restitution). Par exemple, un tube étroit dont le diamètre est de l'ordre d'une dizaine de tailles de grains, et rempli de grains de faible coefficient de friction inhibe fortement la convection (Knight et al., 1993).

Knight et al. (1995) est la suivante⁸ :

$$\rho_\infty - \rho_n \propto \frac{1}{\ln(n)} \quad (2.2)$$

Cette expression a été justifiée a posteriori par de nombreuses approches [variante du modèle de parking (Krapivsky & Ben-Naim, 1993; Ben-Naim et al., 1998), modèles sur réseau (Caglioti et al., 1997; Nicodemi et al., 1997), volume exclu (Boutreux & de Gennes, 1997), diffusion de trou (Linz, 1996; Linz & Döhle, 1999), etc]. L'idée que nous en retiendrons simplement ici est celle de la frustration géométrique : cette dynamique émerge de façon robuste en traduisant le fait qu'au fur et à mesure que l'empilement devient plus dense, la probabilité qu'un grain puisse s'insérer dans un espace de taille au moins égal à son diamètre, et situé à une altitude inférieure à la sienne, décroît fortement. Dans le cas où un ou plusieurs rouleaux de convection se mettent en place, cette notion de frustration s'équilibre avec la recirculation des grains. Dans ce cas, la compacité de l'empilement a été décrite avec succès par Philippe & Bideau (2002) suivant une loi de type Kohlraush-Williams-Watts (KWW, une exponentielle étirée) :

$$\rho_\infty - \rho_n \propto \exp \left[-(n/n_f)^\beta \right] \quad (2.3)$$

où n_f et β sont deux paramètres fonctions de l'intensité Γ des vibrations⁹ (Philippe, 2002). Cette loi, issue de la physique des systèmes hors équilibre, tire son origine de la superposition de plusieurs processus simultanés, ne possédant chacun qu'un seul temps caractéristique propre. Une image microscopique simple consiste à imaginer la compaction du tas comme la somme de réorganisations de paquets de grains de tailles variables, dont le temps de réorganisation dépend du nombre de grains qu'ils contiennent. La somme de ces nombreux processus à un temps conduit à une exponentielle étirée. De plus, il est très important de souligner que de façon assez contre-intuitive, ce ne sont pas ici les processus les plus lents (déplacement des paquets de grains les plus gros) qui pilotent la dynamique de compaction. Au contraire, comme l'ont très élégamment montré Ribière, Philippe et al. (2005), ce sont les grains effectuant des relaxations individuelles rapides sur de grandes distances devant leur taille qui sont la clef de cette relaxation de la compacité sous forme d'exponentielle étirée.

2.3.2 Autour des fluctuations de densité.

En l'absence, comme en présence de convection, l'empilement est susceptible d'atteindre, après un nombre fini de secousses, un état de compacité stationnaire, noté ρ_∞ qui n'est fonction que de l'intensité des secousses Γ appliquées¹⁰. La relation $\rho_\infty(\Gamma)$ est souvent appelée *branche réversible*, puisqu'elle définit sans ambiguïté un état de compacité qui ne dépend plus de l'histoire des sollicitations qu'a pu subir le matériau ; cet état de compacité ne dépend notamment ni du nombre de secousses subies (Nowak et al., 1998), ni de la fréquence de ces secousses (Ribière et al., 2007). Naturellement, pour une valeur fixée de l'intensité des vibrations Γ , la densité ρ_∞ présente des fluctuations (Fig. 2.3). Ces fluctuations sont essentiellement gaussiennes comme l'ont montré Nowak et al. (1998). La densité spectrale d'énergie de ces fluctuations présente un comportement qui reflète la dynamique microscopique, mais

⁸Il est intéressant de souligner que cette expression rend compte de l'évolution de la densité pour des expériences dont l'accélération réduite est comprise dans la gamme $0 < \Gamma < 7$, (Nowak et al., 1998).

⁹Notons que n_f évolue suivant une loi d'Arrhénius : $n_f \propto \exp(-\Gamma/\Gamma_0)$ (Philippe & Bideau, 2003), ce qui a encouragé ces auteurs à poursuivre la comparaison entre les empilements granulaires vibrés et les systèmes vitreux (Richard et al., 2005), l'accélération réduite jouant le rôle de température effective.

¹⁰Atteindre un tel état en l'absence de convection nécessite un peu plus de travail que lorsque la taille du récipient favorise la présence de rouleaux de convection ; voir (Nowak et al., 1998) pour plus de détails.

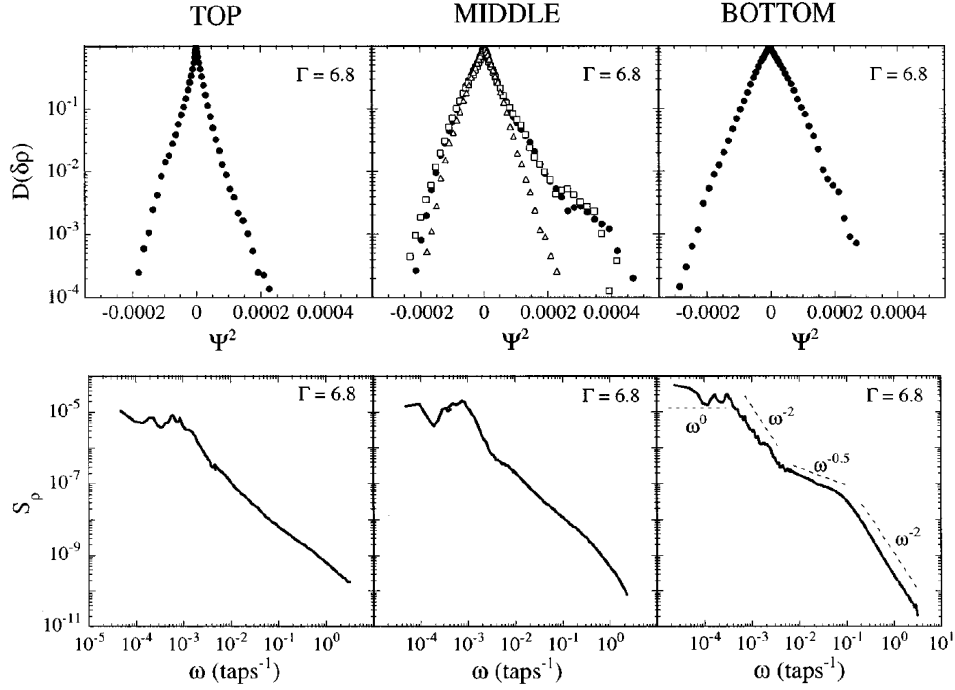


FIG. 2.4 – (Haut) : Distribution de probabilité $D(\delta\rho)$ des fluctuations de compacité $\delta\rho$ d'un empilement de grains soumis à des secousses régulières. Par définition $\Psi^2 = \delta\rho^2 \times \text{sgn}(\delta\rho)$ de telle façon qu'une gaussienne présente une forme triangulaire dans cette représentation. Les fluctuations sont gaussiennes aux différentes hauteurs de la colonne. Ce résultat vaut pour différentes valeurs de Γ . (Bas) : Spectre en énergie $S_\rho(\omega)$ des fluctuations de compacité de la colonne. Ces fluctuations présentent en général trois régimes : (i) un régime de bruit blanc, $S_\rho(\omega) \propto \omega^0$ pour $\omega < \omega_L$, (ii) un régime intermédiaire au sein duquel S_ρ suit une ou plusieurs lois de puissance d'exposants non triviaux, pour $\omega_L < \omega < \omega_H$; (iii) un régime de coupure pour lequel $S_\rho(\omega) \propto \omega^{-2}$ ("Top", "Middle" et "Bottom", se rapportent à trois altitudes différentes dans la colonne de grains). Extrait de (Nowak et al., 1998).

dont l'interprétation quantitative reste délicate (Fig. 2.4). Le spectre se comporte comme une loi de puissance d'exposant variable suivant la gamme de fréquence considérée ; il se divise en général en trois parties :

- Aux basses fréquences, la densité d'énergie est un bruit blanc représentatif de mouvements collectifs des grains à temps long, qui semblent n'être pas ou peu corrélés.
- La zone des hautes fréquences caractérise la dynamique des grains à temps court, essentiellement régie par des déplacements individuels sur des distances de l'ordre de leur taille. Le spectre de puissance est de la forme $S_\rho(\omega) \propto \omega^{-2}$.
- Enfin, dans la gamme de fréquences intermédiaires, la densité spectrale d'énergie est aussi une loi de puissance dont l'exposant est variable, associé à une dynamique collective non triviale des grains sur les échelles de temps correspondantes.

Soulignons de plus que les exposants observés sur les différentes gammes de fréquence sont des fonctions de l'altitude à laquelle les mesures sont effectuées (Fig. 2.4). Ceci est très probablement lié au fait que la compacité est inhomogène sur la hauteur de la colonne de grains

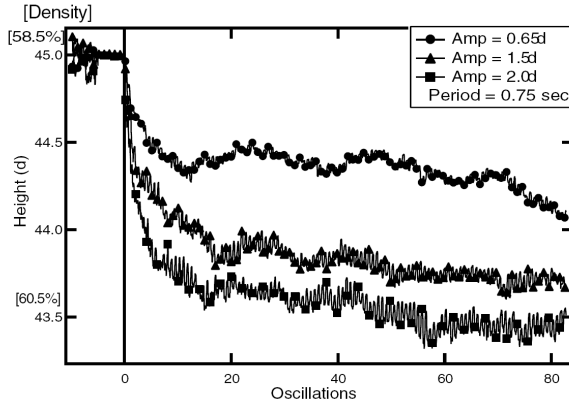


FIG. 2.5 – Évolution de la compacité d'un empilement de grains soumis à un cisaillement oscillant, en fonction du nombre d'oscillations. Ces trois courbes peuvent être ajustées à l'aide d'une exponentielle étirée comme dans le cas d'un milieu granulaire soumis à des vibrations périodiques (voir texte). Extrait de (Toiya et al., 2004).

(Knight et al., 1995). Les travaux numériques et théoriques ayant essayé de reproduire la compaction induite par des vibrations mécaniques reproduisent de façon satisfaisante l'évolution de la compacité en fonction du nombre de secousses imposées ainsi que la notion de branche réversible (de Gennes, 2000). Ils ne reproduisent en général pas la complexité du spectre de puissance associé à cette dynamique. Les simulations de Philippe and Bideau (2001) conduisent par exemple à $S_\rho(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ avec $\alpha = 1-1.5$. Un astucieux modèle unidimensionnel de compaction, pensé en terme de paquets de grains dont le nombre de constituants évolue au cours de la dynamique, conduit quant à lui à $S_\rho(\omega) \propto \omega^{-2}$ (Gavrilov, 1998). On peut en conclure que la mise en mouvement des grains par des vibrations mécaniques n'est pas le moyen le plus adapté pour avoir accès à la dynamique des grains sur des échelles de temps intermédiaires, même si des études supplémentaires (expérimentales et numériques) ayant pour objet l'interprétation des spectres de puissance pourraient s'avérer très utiles. C'est de façon assez naturelle qu'on se tourne à présent vers un second mode de sollicitation, plus doux, qui va nous permettre de proposer une interprétation de la variabilité des exposants des lois de puissance caractérisant les fluctuations de compacité : la mise en mouvement sous cisaillement constant ou cyclique.

2.4 Mise en mouvement induite par un cisaillement.

Il existe en fait de nombreux points communs, en général peu soulignés, entre le cisaillement d'une couche de grains et la compaction d'une colonne de ces mêmes grains induite par des secousses répétées. Par exemple, la densité d'une couche de grains cisailée périodiquement évolue suivant une exponentielle étirée (Fig. 2.5), à l'instar d'un empilement de grains soumis à des vibrations répétées en présence de rouleaux de convection, comme nous venons de le voir (Philippe & Bideau, 2002). L'analogie ne s'arrête pas là, et nous allons prendre le temps de la discuter dans ce paragraphe.

2.4.1 Importance des conditions limites.

Lorsqu'une assemblée de grains est cisailée dans une géométrie confinée (géométrie plane, circulaire, ...) son comportement va essentiellement dépendre des conditions aux limites qui lui sont imposées (Aharonov & Sparks, 1999). On peut en effet choisir d'imposer aux grains le volume dans lequel ils peuvent évoluer, ou au contraire laisser le matériau libre de se dilater tout en maintenant la contrainte normale à la paroi cisailante.

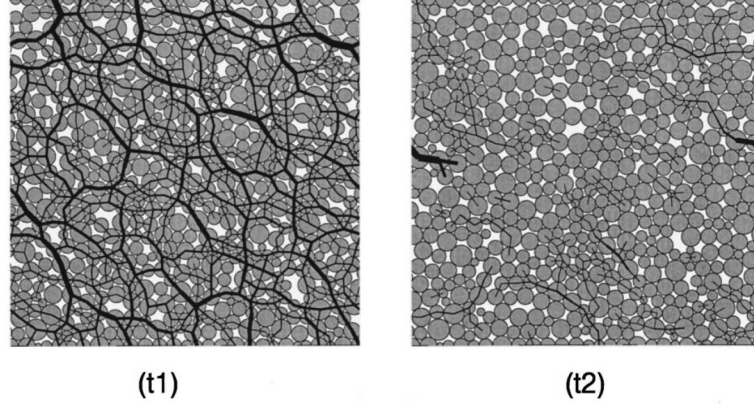


FIG. 2.6 – Images représentatives du réseau des contraintes dans un empilement 2D cisailé en géométrie plane avec une condition de volume imposé. C'est le plan supérieur de l'image qui impose le cisaillement en se déplaçant vers la droite; le plan inférieur est immobile. Les images correspondent à deux moments successifs (t_1) et (t_2) lors d'un même mouvement de cisaillement. Les chaînes de force sont indiquées en noir par un trait dont l'épaisseur est proportionnelle à leur intensité. La compacité du système est telle que $\phi \simeq \phi_e$, et le système oscille donc entre un état 'solide' (t_1) et un état 'gazeux' (t_2). Les systèmes de compacité $\phi > \phi_e$ (resp. $\phi < \phi_e$) sont toujours dans un état similaire à (t_1) [resp. (t_2)]. Extrait de (Aharonov & Sparks, 1999).

1. Lorsqu'on impose la fraction volumique d'empilement ϕ , et donc le volume dans lequel les grains sont libres d'évoluer, le comportement des grains dépend de la valeur de ϕ : pour $\phi > \phi_e$ les forces au sein du matériau présentent une distribution en intensité proche d'une gaussienne et se répartissent dans tout l'échantillon sous forme de chaînes [Fig. 2.6 (t_1)] (Howell et al., 1999b). Le comportement du matériau granulaire a dans ce cas été nommé 'solide' par Aharonov and Sparks (1999). Pour $\phi < \phi_e$, les forces au sein du matériau suivent une distribution exponentielle et les chaînes de force peu intenses n'apparaissent que de façon intermittente [Fig. 2.6 (t_2)] (Howell et al., 1999b). La compacité ϕ_e qui définit le seuil entre ces deux comportements est essentiellement fonction du coefficient de friction inter-grains et pour un empilement 2D, en géométrie plane comme circulaire, on a typiquement $\phi_e \simeq 0.7-0.8$ (Aharonov & Sparks, 1999; Howell et al., 1999b; Veje et al., 1999).
2. Lorsqu'on impose la contrainte à la paroi cisailante, le matériau est libre de se dilater et d'adapter sa compacité à l'écoulement qu'on lui impose. L'écoulement peut développer des bandes de cisaillement en fonction de l'épaisseur de la couche cisailée et de la contrainte imposée au matériau (Aharonov & Sparks, 2002). En 2D, des simulations numériques montrent clairement que, dans la zone qui s'écoule, la compacité de l'empilement ϕ tend vers la compacité ϕ_e précédemment définie : cette compacité constitue une limite stable vers laquelle tend un empilement de grains cisailé et libre de se dilater (Aharonov & Sparks, 1999).

Il est alors intéressant de considérer le comportement des fluctuations de force d'une collection de grains cisailés suivant la géométrie du dispositif et le choix des conditions aux limites (volume fixe ou contrainte normale imposée). C'est ce que nous faisons au prochain paragraphe.

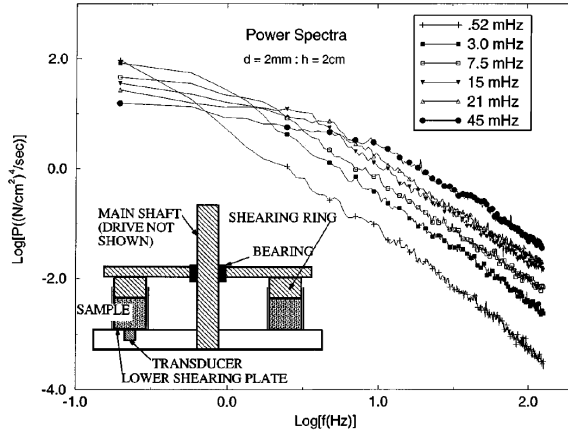


FIG. 2.7 – Spectre de puissance de la contrainte mesurée à la base d’un empilement de grains cisailés en géométrie circulaire, à contrainte normale imposée. Ces spectres correspondent à différentes vitesses de cisaillement; ils suivent tous des lois de puissance qui présentent deux régimes : $S(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ avec $0 < \alpha < 2$ aux basses fréquences, et $S(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ avec $\alpha = 2$ aux fréquences plus élevées. **Insert :** croquis du dispositif expérimental. Extrait de (Miller et al., 1996).

2.4.2 Autour des fluctuations de force.

Les fluctuations de force générées par le cisaillement d’un milieu granulaire dense ont été particulièrement étudiées en géométrie circulaire, à volume fixé (Howell et al., 1999b; Veje et al., 1999; Geng & Behringer, 2005), comme à contrainte normale imposée (Miller et al., 1996; Corwin et al., 2008). Un dispositif expérimental typique permettant de travailler à contrainte normale imposée est illustré sur la figure (2.7). Le cisaillement est imposé à l’aide d’une plaque annulaire posée à la surface d’une couche de grains alors qu’un capteur enregistre l’évolution de la contrainte qu’exercent les grains sur le fond du récipient, immobile. Sur les gammes de valeur des charges normales imposées à l’empilement, la contrainte, $\sigma(t)$, mesurée sous la couche et moyennée sur quelques tailles de grains présente des fluctuations importantes qui peuvent très largement dépasser la valeur moyenne mesurée¹¹ (Miller et al., 1996). Le spectre en énergie¹² associé se comporte comme une loi de puissance et présente typiquement deux régimes (Fig. 2.7) : aux faibles fréquences, $S(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ avec $0 < \alpha < 2$. Dans ce régime, l’exposant est très sensible aux conditions de bord et on constate que $\alpha \rightarrow 1$ lorsqu’on s’éloigne suffisamment des parois (Corwin et al., 2008). Aux fréquences plus élevées $S(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ avec $\alpha = 2$ (Miller et al., 1996; Howell et al., 1999a). Ces spectres de puissance sont en fait indépendants de la vitesse de cisaillement et tombent tous sur une même courbe maîtresse lorsqu’ils sont tracés en terme de distance parcourue et non pas de temps écoulé (Howell et al., 1999a; Corwin et al., 2008); ils sont de plus très peu dépendants de la taille des grains (Miller et al., 1996). Des résultats tout à fait similaires ont été obtenus à volume constant en géométrie circulaire (Veje et al., 1999) comme en géométrie plane (Aharonov & Sparks, 2002). La valeur de l’exposant $\alpha = 2$, commune à l’ensemble des spectres de puissance, a été interprétée grâce à une expérience (2D) dans laquelle les fluctuations de force sont mesurées à l’aide d’un capteur placé, non plus sous l’empilement de grains, mais au sein même de l’écoulement (Geng & Behringer, 2005). Ces auteurs montrent notamment que la corrélation du signal de contrainte exercée sur le capteur décroît exponentiellement au cours du temps¹³. Le spectre de puissance déduit du théorème de Wiener-Khinchin est

¹¹Le rapport $\sigma(t)/\bar{\sigma}$ peut dépasser 20 (Miller et al., 1996).

¹²Il est important de souligner ici que ce spectre de puissance n’est pas celui des seules fluctuations de force, mais bien celui de $\sigma(t)$ sans en avoir soustrait la valeur moyenne. Néanmoins, étant donné l’importante contribution des fluctuations dans le spectre, ça ne fait pas grande différence. On peut donc comparer ces résultats à ceux d’autres auteurs ayant soustrait la valeur moyenne avant le calcul du spectre de puissance.

¹³Ici encore, les fonctions de corrélation obtenues pour différentes vitesses de cisaillement tombent toutes sur la même courbe maîtresse lorsqu’elles sont tracées en terme de distance parcourue. Voir par exemple la figure 8 de (Geng & Behringer, 2005). La taille caractéristique correspondant au premier zéro de la fonction

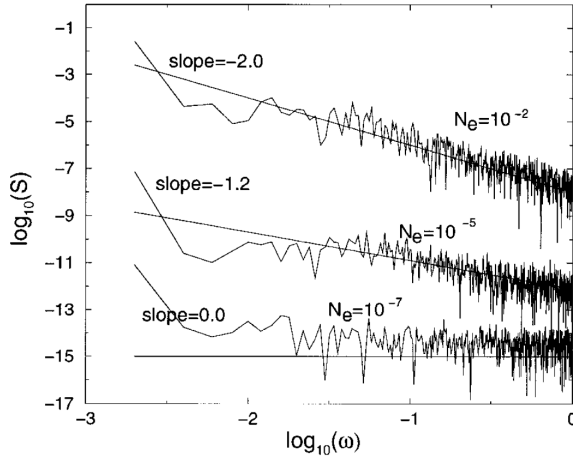


FIG. 2.8 – Spectre de puissance de la contrainte exercée par une couche de grains 2D, cisailée à vitesse imposée et libre de se dilater. Les trois spectres de puissance correspondent à trois pressions de confinement N_e , différentes. Dans les trois cas, le spectre suit une loi de puissance dont l'exposant augmente avec la pression de confinement, confirmant l'idée suivant laquelle sa valeur est liée à la liberté laissée aux grains. Le coefficient de friction inter-grains est ici fixé à $\mu = 0.5$. Extrait de (Aharonov & Sparks, 1999).

donc une lorentzienne qui présente, en accord avec les observations expérimentales, une décroissance quadratique en l'inverse de la fréquence, pour les fréquences suffisamment élevées. Cette dépendance fréquentielle du spectre de puissance des fluctuations $S(\omega) \propto \omega^{-2}$ est donc intimement liée à la nature discrète des constituants d'un milieu granulaire¹⁴.

De façon plus générale, on retrouve ce comportement en loi de puissance de façon robuste dans différents types d'écoulements. Par exemple, lors de la vidange d'un entonnoir, les fluctuations de la force exercée par les grains sur les parois de ce dernier présentent aussi un spectre d'énergie en loi de puissance. Dans ce cas, l'exposant observé est compris entre 1.3 et 2.3, et a pu être relié à l'exposant de Hurst (Baxter et al., 1993). Pour un milieu granulaire cisailé à contrainte normale imposée en régime continu, les simulations numériques de Aharonov and Sparks (2002) montrent clairement que le spectre de puissance des fluctuations suit encore une loi de puissance dont l'exposant est une fonction du degré de confinement imposé. Enfin, même en dehors du régime d'écoulement continu, i.e. dans le régime de stick-slip, Albert et al. (2000) ont montré que le spectre de puissance des fluctuations de force appliquée à un cylindre vertical plongé dans un milieu granulaire, et tiré à vitesse constante suit lui aussi une loi de puissance d'exposant¹⁵ $\alpha = 2$ (Albert et al., 2001). Tous ces exemples, s'ils montrent la robustesse d'un spectre d'énergie en loi de puissance, illustrent le fait que l'exposant change avec le type d'écoulement et avec la liberté qu'ont les grains (ou non) de se réorganiser et d'évoluer les uns par rapport aux autres¹⁶. C'est aussi probablement ce qu'illustrent les différents exposants obtenus pour le spectre de puissance des fluctuations de densité évalué à différentes altitudes dans une colonne de grains vibrée dont nous discutons précédemment (Fig. 2.4) (Nowak et al., 1998). Dans cette dernière expérience le poids ressenti par des grains situés à différentes altitudes, et donc les conditions limites, ne sont pas uniformes le long de la colonne, ce qui se traduit par des variations de l'exposant α . Ce point a été particulièrement bien illustré dans les travaux numériques de (Aharonov & Sparks, 1999).

de corrélation est typiquement donnée par le diamètre d'un grain.

¹⁴Evidemment cette nature discrète se manifeste par la présence de chaînes de force. Ce genre de comportement ne peut donc avoir lieu que dans les régimes d'écoulement dense ou quasi-statique pour lesquels la notion de chaîne de force joue un rôle clef.

¹⁵Cet exposant peut d'ailleurs être retrouvé numériquement à l'aide d'une modélisation simple du milieu granulaire. Ce dernier est décrit comme une collection de ressorts présentant chacun une constante de raideur propre (chaînes de force). Chaque ressort n'est susceptible de soutenir qu'une charge réduite au-delà de laquelle il cède et retrouve sa position d'équilibre (réorganisation du milieu). En choisissant ce seuil de rupture de façon aléatoire l'exposant $\alpha = 2$ émerge naturellement (Kahng et al., 2001).

¹⁶Cette notion cache en fait la notion de dilatance.

Ces auteurs montrent notamment que, pour le cisaillement plan d'une couche de grains (2D) libre de se dilater, le spectre de puissance des fluctuations de force est une loi de puissance dont l'exposant est une fonction croissante de la charge normale imposée à l'empilement¹⁷ (Fig. 2.8).

A ce stade, on sent bien qu'il est insuffisant d'étudier séparément les fluctuations de force et de densité d'un système susceptible de subir des réarrangements locaux à contrainte imposée, et donc de se dilater. Les fluctuations de densité, ou plus rigoureusement de dilatance, de l'empilement, vont contenir des informations sur la capacité des grains à se mobiliser face à une sollicitation externe et seront probablement corrélées aux fluctuations de force.

2.4.3 Et à l'échelle du grain ?

Mentionnons pour terminer que les méthodes de cisaillement que nous venons d'aborder ont récemment été employées dans le but d'avoir accès simultanément aux fluctuations de différentes observables [positions des grains (Nicolas et al., 2000; Pouliquen et al., 2003; Marty & Dauchot, 2005), forces exercées par les grains sur les parois (Corwin et al., 2005, 2008), etc.] à l'échelle de l'empilement, comme à l'échelle du grain¹⁸. L'objectif de ces études a été de faire le lien entre ces deux échelles extrêmes et de tester autant que faire se peut l'analogie entre les milieux granulaires et les verres moléculaires (Makse et al., 2004). Elles ont notamment permis de mettre en évidence des effets de type cage (Pouliquen et al., 2003; Marty & Dauchot, 2005) déjà observés dans d'autres systèmes vitreux mous comme les colloïdes (Weeks et al., 2000), ainsi que des hétérogénéités dynamiques (Dauchot et al., 2005; Lechenault et al., 2008). Nous ne rentrons pas dans le détail de ces études car elles ne concernent qu'indirectement ce travail de thèse. Elles apparaîtront tout de même en filigrane de certains de nos résultats expérimentaux.

2.5 Problématiques à retenir pour les deux prochains chapitres.

2.5.1 Vers des méthodes de sollicitation plus douces.

Nous avons tout au long de ce chapitre discuté deux méthodes permettant la mise en mouvement de grains : les secousses répétées et le cisaillement induit par le déplacement d'une paroi, dans différentes géométries. Dans le chapitre 3 nous nous proposons d'aborder expérimentalement une troisième méthode de sollicitation d'un empilement de grains : les variations de température. Nous verrons dans quelle mesure les variations de température permettent de perturber un empilement de façon plus douce que les deux autres méthodes évoquées plus haut. Développer des méthodes de perturbation plus douces est entre autre motivé par l'analogie existant entre les matériaux granulaires et les systèmes vitreux d'une part (Liu & Nagel, 1998; O'Hern et al., 2003) et les solides amorphes d'autre part (Falk & Langer, 1998). Être en effet capable de déplacer un grain sur une distance bien inférieure à sa taille (disons sur l'échelle de la rugosité de surface du grain pour fixer les idées) peut se révéler être un outil puissant tant pour sonder le paysage énergétique d'un empilement, que pour extraire les parties affine et non affine du champ de déplacement (Crassous et al., 2009).

¹⁷Notons aussi que ces mêmes auteurs démontrent que l'exposant α n'est fonction que de la pression de confinement et non du détail de l'écoulement dans la couche. En particulier, l'existence d'une ou de plusieurs bandes de cisaillement évoluant au cours du temps n'affecte en rien la valeur de l'exposant (Aharonov & Sparks, 2002).

¹⁸A noter qu'il y a eu des tentatives similaires pour les granulaires vibrés qui ne se sont cependant pas focalisées sur les fluctuations (Lumay & Vandewalle, 2005).

2.5.2 Fluctuations de force & fluctuations de dilatance.

Dans ce chapitre, nous avons essayé d'établir un parallèle et de souligner les points communs entre les fluctuations de force et de densité mesurées respectivement dans un granulaire soumis à des secousses ou à un cisaillement mécanique. Les spectres de puissance des fluctuations de ces deux observables se comportent en général comme des lois de puissance dont l'exposant varie autour de la valeur 2. La ressemblance des comportements observés dans ces deux cas invite à imaginer un mécanisme sous-jacent faisant appel aux mêmes idées, sinon à une même origine physique. Nous proposons, dans le chapitre 4, une étude des fluctuations de force et de dilatance lors du cisaillement simple d'une couche de matériau granulaire immergée.

Chapitre 3

'Fluage' d'une colonne de grains induit par des cycles de température.

"The figures are well thought and unusually good."

un rapporteur anonyme

Sommaire

3.1	Introduction : le tas de sable comme un empilement fragile. . .	34
3.2	Effets des variations de température sur une assemblée de grains.	35
3.2.1	Des variations de température accidentelles...	35
3.2.2	... aux variations de température contrôlées.	37
3.2.3	Quelques problématiques autour du cyclage thermique.	40
3.3	Dispositif expérimental.	41
3.3.1	Généralités.	41
3.3.2	Cycles de température et traitement des images.	42
3.3.3	Protocole expérimental et observations préliminaires.	45
3.4	Étude résolue en temps de la dynamique de compaction.	45
3.4.1	Cycles de température de grande amplitude.	46
3.4.2	Cycles de température de faible amplitude.	51
3.4.3	Discussion autour du mécanisme de compaction.	52
3.5	Conclusions.	53
3.6	Questions ouvertes et perspectives.	55

- ▷ Ageing of a granular pile induced by thermal cycling,
T. Divoux, I. Vassilief, H. Gayvallet & J.-C. Géminard,
Proceedings of the 6th International conference on Powders and Grains (2009).
- ▷ Creep motion of a granular pile induced by thermal cycling,
T. Divoux, H. Gayvallet & J.-C. Géminard, *Physical Review Letters* **101**, 148303 (2008).

3.1 Introduction : le tas de sable comme un empilement fragile.

Dans le chapitre précédent, nous avons pu constater à quel point il a été fécond de décrire un empilement de grains comme une assemblée de particules athermiques, auxquelles il est nécessaire de fournir de l'énergie pour qu'elles puissent se réarranger. Cette description¹ qui a très vite proliféré dans la littérature masque cependant une caractéristique essentielle des constructions granulaires : leur *fragilité* (Kurchan, 2008). La grande sensibilité de ces milieux à de faibles perturbations extérieures a d'abord été pointée du doigt dans le cas de sphères dures rigides et complètement lisses (Ouagenouni & Roux, 1995, 1997; Moukarzel, 1998a, 1998b). Un empilement fait de ce type de sphères, pour peu qu'on les choisisse au moins faiblement polydisperses, est naturellement isostatique et donc essentiellement instable². En tenant compte de la rugosité de surface des grains, ce n'est plus l'ensemble de l'empilement qui forme un système isostatique mais seulement le sous-système constitué du réseau de contacts qui transmet les contraintes de plus forte intensité (Radjai et al., 1998). Dans cet esprit, P. Claudin et J.-P. Bouchaud ont développé une variante du q-modèle introduit par Liu et al. (1995)

¹Ainsi que l'ordre de grandeur qui lui est associé : $\rho g d^4 / k_B T \gg 1$. Ce dernier part du principe que la seule échelle de taille pertinente dans le problème est le diamètre du grain, alors qu'il existe une seconde échelle de taille, plus petite et tout aussi pertinente quand il s'agit de déclencher des événements à longue portée au sein de l'empilement : la rugosité de surface.

²Rappelons qu'un système mécanique est dit isostatique lorsque le nombre de ses degrés de liberté est égal au nombre de contraintes. Ici, le nombre d'équations traduisant l'équilibre mécanique coïncide avec le nombre de contact par grain. Pour fixer les idées, une table possédant trois pieds (un guéridon) est un exemple simple de système isostatique. C'est aussi un système fragile puisque retirer un de ses pieds suffit à la renverser. Une table reposant sur 4 pieds est un exemple de système hyperstatique ; ce système est plus robuste puisque la suppression d'un de ses pieds ne suffit pas à provoquer sa chute.

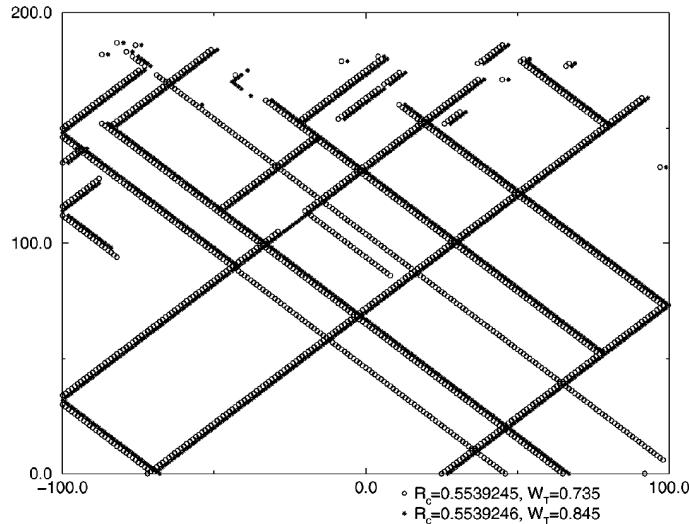


FIG. 3.1 – Réseau des chaînes de force au sein d'un empilement de grains (200×200) réalisé à l'aide du *Scalar Arching Model*. Les points blancs marquent le réseau de force d'une configuration statique initiale. Les points noirs marquent le nouveau réseau de force qui s'est mis en place après une variation relative du coefficient de frottement inter-grains, R_c , de 10^{-7} . Cette expérience numérique montre clairement qu'une sollicitation d'un empilement, à l'échelle de la rugosité de surface des grains suffit à provoquer des réorganisations spatiales à l'échelle du tas. Ceci illustre bien la grande fragilité des empilements granulaires. Extrait de (Claudin & Bouchaud, 1997).

Coppersmith et al. (1996) qui illustre très bien la notion de fragilité d'un empilement (Claudin & Bouchaud, 1997). Dans ce modèle bidimensionnel intitulé SAM pour *Scalar Arching Model*, seul le poids des grains et le frottement solide entre deux grains en contact sont pris en compte. Au sein du tas, un grain répartit ainsi son poids sur les deux voisins sur lesquels il repose ; il est aussi susceptible de glisser si, suivant le critère de Coulomb, la contrainte de cisaillement dépasse le seuil fixé par le coefficient de friction inter-grains. Ce coefficient, noté R_c , est le paramètre de cette expérience numérique vis-à-vis duquel le tas montre une extrême sensibilité. Par exemple, partant d'une configuration d'équilibre, une variation relative de 10^{-7} du coefficient de friction R_c suffit à engendrer des réorganisations à l'échelle du tas (Fig. 3.1). Naturellement, pour un empilement réel, le coefficient de friction inter-grains est donné. Les auteurs suggèrent néanmoins que de faibles variations de température sont susceptibles de solliciter les contacts inter-grains à l'échelle de leur rugosité et ainsi jouer le rôle des fluctuations de R_c . On peut en effet s'en convaincre facilement à l'aide d'un ordre de grandeur. Un tas de sable de taille L d'une dizaine de centimètres posé sur une table et soumis à une variation de température d'amplitude ΔT se dilate d'une quantité $\delta L = L \kappa_g \Delta T$, où κ_g désigne le coefficient de dilatation thermique des grains³. Pour que cette dilatation, δL soit comparable à la rugosité de surface des grains (typiquement une centaine de nanomètres pour des billes de verre), une variation de température de 0.1°C suffit. De telles amplitudes sont courantes puisque par exemple, les variations de température journalières dans une pièce non climatisée, ou au laboratoire, sont de l'ordre de quelques degrés.

3.2 Effets des variations de température sur une assemblée de grains.

Maintenant convaincus du fait que des variations de température sont susceptibles d'engendrer des réorganisations macroscopiques au sein d'un tas de sable, nous proposons une courte revue des résultats expérimentaux disponibles à ce jour sur le sujet. Nous pouvons nous permettre une revue chronologique et presque exhaustive dans la mesure où ce sujet est relativement neuf.

3.2.1 Des variations de température accidentelles...

Propagation d'ondes sonores dans un empilement.

Les effets des variations de température sur un empilement de grains font leur apparition dans la littérature au début des années 90 avec les travaux de C.-h. Liu et S. Nagel sur la propagation du son dans les milieux granulaires (Liu & Nagel, 1992, 1993; Liu, 1994). Ces derniers génèrent une onde acoustique au sein d'un tas à l'aide d'un vibreur de la taille d'un grain (diamètre $d = 0.5$ cm) et détectent cette vibration à quelques centimètres de l'émetteur. Ils constatent que dans la limite des faibles amplitudes de vibration, une simple variation de température de l'ordre de $\Delta T \simeq 0.04^\circ\text{C}$ suffit à modifier d'un facteur 3 et de façon réversible l'amplitude détectée (Liu & Nagel, 1992; Liu, 1994). On peut en effet estimer l'amplitude des dilatations induites par de telles variations de température à $\delta d = \kappa_g \Delta T d \simeq 2$ nm. Cette amplitude est inférieure à la rugosité de surface des grains (très probablement supérieure à la centaine de nanomètres dans leur expérience), ainsi qu'à la déformation typique des billes au sein du tas [l'hypothèse d'un contact de Hertz fournit une petite dizaine de nanomètres (Liu & Nagel, 1992)], ce qui est en accord avec la réversibilité des effets observés. Ces mêmes auteurs montrent aussi clairement une différence très nette de comportement du milieu granulaire

³Pour du verre, on a typiquement $\kappa_g \simeq 10^{-6} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

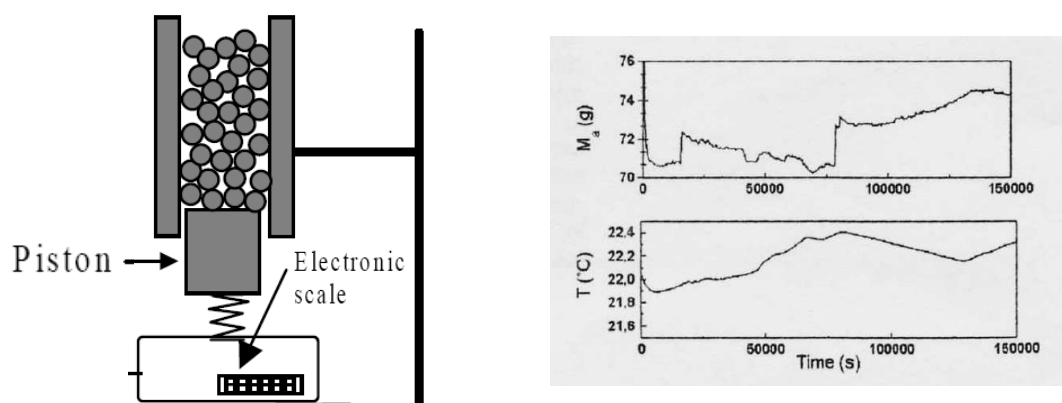


FIG. 3.2 – (Gauche) Croquis du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la masse apparente d'une colonne de grains; (Droite) Évolution de la masse apparente de la colonne de grains et de la température au cours du temps en l'absence de tout contrôle de la température. Noter la corrélation entre ces deux évolutions; en particulier, ce sont les instants pour lesquels les variations de température changent brutalement de pente qui correspondent aux variations de masse les plus importantes. Extrait de (Clément et. al, 1997).

suivant que ces variations de température affectent, ou non, les chaînes de forces présentes au sein de l'empilement (Liu, 1994). Reste que la bonne quantité susceptible de produire ces perturbations n'est pas clairement identifiée : est-ce la température ou le gradient de température? Et dans ce dernier cas, estimé sur quelle échelle spatiale? Une partie de la réponse a pu être donnée à partir d'une expérience tout à fait différente : la mesure de la masse apparente d'une colonne de grains.

Mesure de la masse apparente d'une colonne de grains.

En 1999, E. Clément et collaborateurs se sont penchés sur la mesure de la masse apparente d'une colonne de grains (Clément et al., 1997; Vanel & Clément, 1999). Une masse typique de 150 g de grains (diamètre 3 mm) est placée dans un tube vertical (rayon typique 1 cm) arrimé à un mur. Le fond du tube est ouvert et les grains reposent directement sur une balance électronique donnant accès à la masse apparente de la colonne [Fig. 3.2 (Gauche)]. En effet, la masse mesurée est inférieure à la masse totale de grains introduite dans le tube puisqu'une partie du poids est supportée par les parois du tube du fait de la redirection des forces à l'intérieur du matériau [effet Janssen (Duran, 1999; Vanel & Clément, 1999)]. Le système est laissé au repos sous la seule influence des variations de température de la pièce. Ces dernières (quelques dixièmes de degré) suffisent à induire des variations irréversibles de la masse apparente mesurée [Fig. 3.2 (Droite)]. On constate notamment que ce sont les instants pour lesquels les variations de température changent brutalement de pente qui correspondent aux variations de masse les plus importantes. Ceci suggère que ce sont (en partie) les cisaillements locaux, produits par les variations de température à l'échelle de deux grains voisins, qui sont responsables de ces réorganisations internes. Cette interprétation est en accord avec les conclusions des travaux de P. Claudin et J.-P. Bouchaud qui montrent l'extrême sensibilité d'un empilement de grains statique à des dilatations des grains à l'échelle de leur rugosité de surface (Claudin & Bouchaud, 1997). Clément et collaborateurs soulignent en outre que l'origine de ces réarrangements est double puisqu'ils peuvent être induits aussi bien par la dilatation des grains que par celle du récipient (Clément et al., 1997). Les contributions de la dilatation du récipient et de celle des grains sur le processus de compaction restent encore à être clairement différenciées.

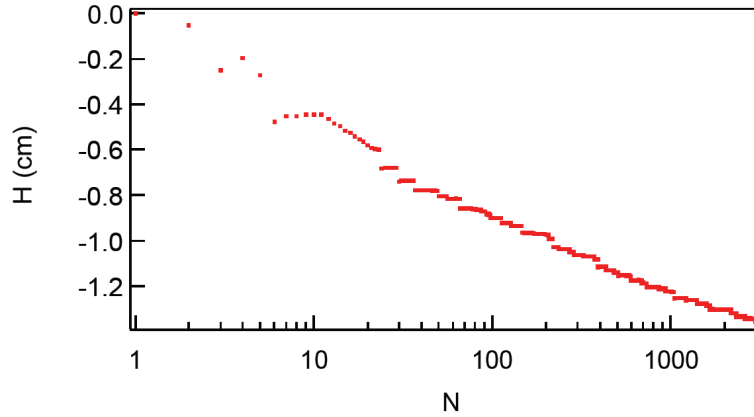


FIG. 3.3 – Évolution de la hauteur H d'une colonne de grain en fonction du nombre N de cycles de température imposés. On constate que la compaction se produit par sauts et que l'allure générale de la courbe suggère que la hauteur de la colonne diminue comme le logarithme du nombre de cycle imposé ($\Delta T = 1^\circ\text{C}$, $2\pi/\omega = 10$ min, durée de l'expérience 22 jours). Extrait de (Géminard, 2003).

3.2.2 ... aux variations de température contrôlées.

Compaction induite par des cycles de température.

A la même période, I. Vassilief, H. Gayvallet et J.-C. Géminard remarquent en mesurant la conductivité thermique d'un empilement de grains de faible compacité, que des variations de température périodiques suffisent à induire la compaction de l'empilement (Géminard, 2003), ainsi que l'augmentation de la conductivité thermique au cours du temps (Géminard & Gayvallet, 2001). Leur dispositif consiste en un tube de verre vertical (longueur 2 m, diamètre intérieur 1.2 cm) rempli au 3/4 de grains (diamètre $R = 100\ \mu\text{m}$) et traversé sur toute sa longueur par un fil métallique (diamètre $100\ \mu\text{m}$) tendu au centre du tube, faisant office de câble chauffant. En imposant un courant oscillant dans le fil, on impose des variations périodiques de la température du fil (fréquence double). Un champ de température oscillant à la fréquence ω se met en place et soumet les grains à un cisaillement périodique sur une épaisseur de peau $\delta \equiv \sqrt{2\lambda/C\omega}$, où λ et C désignent respectivement la conductivité thermique et la capacité calorifique volumique de l'empilement⁴. En choisissant des fréquences suffisamment élevées, l'épaisseur de peau est inférieure au diamètre du tube ($\delta < R$), et cette méthode permet ainsi d'imposer des cycles de température au milieu granulaire sans que la température du récipient ne change et donc que ce dernier ne se dilate⁵. Sous l'effet de tels cycles de température⁶, les auteurs observent la lente compaction de la colonne de grains (Fig 3.3). Deux résultats sont à retenir de cette expérience. D'une part, la hauteur décroît comme le logarithme du nombre de cycles imposés, ce qui est très similaire à la dynamique observée par Knight et al. (1995) lors de la compaction induite par des vibrations mécaniques⁷ (cf.

⁴On a typiquement $\lambda = 0.2\ \text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ (Divoux et al., 2009) et $C = 10^6\ \text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$ (Géminard & Gayvallet, 2001).

⁵Remarquons tout de même que le fil conducteur peut se dilater

⁶L'amplitude des cycles de température est de l'ordre du degré et la période de 10 minutes.

⁷Rappelons que la compacité d'une colonne de grains soumise à des secousses mécaniques peut évoluer soit comme l'exponentielle étirée du nombre de secousses imposées (Philippe & Bideau, 2002), soit comme l'inverse du logarithme du nombre de secousses imposées (Knight et al., 1995), suivant qu'on favorise, ou non, la présence de rouleaux de convection dans la colonne de grains vibrée (Ribière et al., 2005; Richard et al., 2005). La dynamique imposée par des variations de température que nous observons ici se rapproche assez

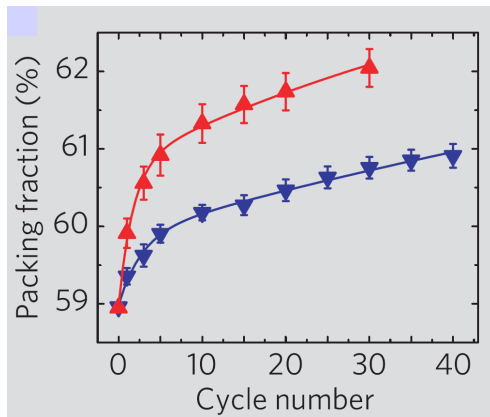


FIG. 3.4 – Évolution de la compacité d'une colonne de grains en fonction du nombre de cycles de température imposés. La courbe bleue (∇) [resp. rouge (Δ)] correspond à une différence de température entre la pièce et le four de 41°C (resp. 107°C). Les ajustements correspondent à des sommes d'exponentielles dont il ressort un temps court (resp. long) associé aux réarrangement individuels (resp. collectifs) des grains. Extrait de (Chen et al., 2006).

chapitre précédent). D'autre part, la compaction se produit par des effondrements successifs qu'il est tentant d'interpréter comme la signature directe des *avalanches statiques* introduites par Claudin et Bouchaud⁸ (Claudin & Bouchaud, 1997). Cette étude a le mérite de montrer que la seule dilatation des grains (récipient fixe) suffit à induire des réorganisations au sein d'un empilement, cependant, elle ne répond pas à la question posée par les expériences de Clément et al. (1997) que nous soulignons précédemment. Enfin, le point faible de cette étude est que la fréquence d'échantillonnage de la dynamique est de 1 point par cycle, alors qu'il pourrait être intéressant d'avoir accès à la dynamique résolue en temps du niveau de la colonne à l'échelle d'un cycle de température⁹.

En 2006, K. Chen et collaborateurs ont réalisé une expérience similaire à celle que nous venons de décrire, à la différence près que les cycles de température sont à présent imposés à l'ensemble des grains et de leur récipient (Chen et al., 2006). Un tube plastique (diamètre 25 et 85 mm) contenant des billes de verre (diamètre 0.5 et 1.0 mm) est placé périodiquement dans un four à l'intérieur duquel règne une température supérieure de plusieurs dizaines de degrés à la température de la pièce. Les auteurs observent, après chaque 'cycle' de température, la compaction du matériau granulaire (Fig. 3.4). En particulier, l'évolution de la compacité avec le nombre de cycles imposés peut être décrite par une fonction à deux temps, une somme de deux exponentielles¹⁰ (Fig. 3.4) pour laquelle le temps le plus court (quelques cycles) correspond aux mouvements individuels des grains, et le temps le plus long (une centaine de cycles) aux réorganisations collectives. Enfin, les auteurs voient dans la différence des coefficients linéaires de dilatation thermique respectifs des grains et du récipient, le principal mécanisme de compaction. Ce scénario n'est pas incompatible avec les résultats de Géminard et al. (2003) que nous mentionnions précédemment, puisque ces derniers observent un phénomène de compaction y compris en l'absence de dilatation du récipient (Géminard, 2003). De plus, K. Chen et al. observent une compaction continue et non par sauts. Certes, leur expérience met en jeu des variations de compacité importantes (quelques pourcents, contre quelques pour milles pour l'expérience précédente) induites par de fortes variations de tem-

naturellement du cas d'un empilement soumis à des secousses en l'absence de convection.

⁸Notons tout de même que ces avalanches ne se produisent pas à chaque cycle de température et qu'il existe donc des cycles de température successifs au cours desquels les auteurs ne détectent aucun mouvement du niveau de la surface libre des grains. Deux interprétations sont possibles : des réarrangements peuvent se produire localement dans la colonne de grains sans pour autant conduire à une avalanche à l'échelle du tas. La valeur des coefficients de friction associés aux contacts entre grains peuvent aussi être suffisamment largement distribués pour qu'une dilatation à l'échelle de la rugosité de surface ne produise pas de réorganisation à l'échelle du tas.

⁹Notons que ce n'était pas l'objectif de ces expériences.

¹⁰Ce choix est justifié par analogie avec les travaux sur la compaction mécanique induite par des secousses (Mehta & Barker, 1991; Barker & Mehta, 1993) détaillés au chapitre précédent.

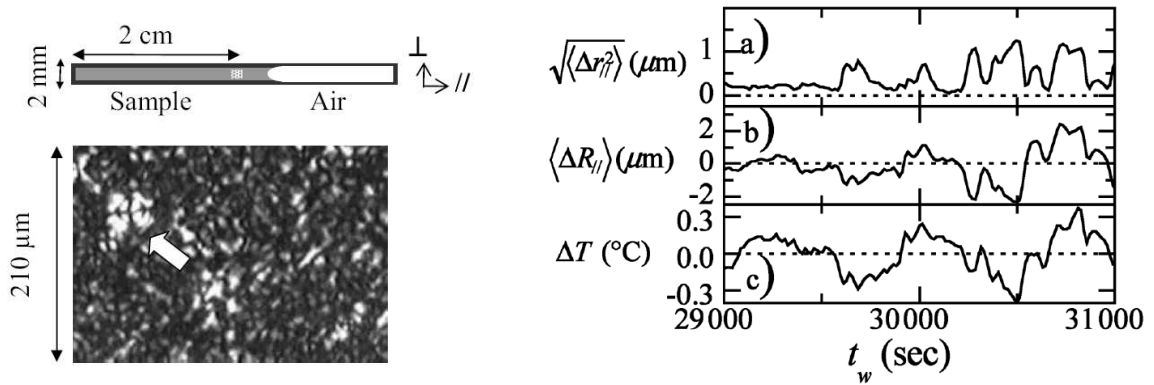


FIG. 3.5 – **(Gauche) Croquis du capillaire contenant le gel d'oignon.** La photo correspond à la zone indiquée par le (tout) petit carré blanc dans la partie 'échantillon'. La flèche pointe un oignon, dont les 4 lobes sont la signature de la phase lamellaire. Extrait de (Mazoyer et al. 2009). **(Droite) Évolution au cours du temps pour un gel d'oignons :** (a) du déplacement relatif moyen sur l'échantillon qui quantifie l'écart moyen entre le déplacement de chaque sous-région de l'échantillon et son déplacement d'ensemble; (b) du déplacement d'ensemble du système avec l'âge; (c) des variations de température. Ce jeu de courbes indique que les déplacements enregistrés sont corrélés avec les variations de température non contrôlées auquel l'échantillon est soumis. Ces variations de température sont à l'origine de réarrangements réversibles à temps court (dilatation-contraction) et irréversibles à temps long (cisaillement) (Mazoyer et al., 2009). Extrait de (Mazoyer et al., 2006).

pérature ($\Delta T \geq 40^\circ\text{C}$, contre $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ dans l'expérience précédente) sur un nombre réduit de cycles (quelques heures, contre quelques semaines pour l'expérience précédente). Cette comparaison soulève la question de savoir si la compaction par sauts qu'observent Géminard et al. est due à la faible amplitude des cycles de température, ou à l'absence de dilatation du récipient.

Notons pour finir, que des simulations numériques ont récemment reproduit le phénomène de compaction thermique (Vargas & McCarthy, 2007). Elles ont pour ingrédient la seule dilatation des grains (récipient fixe) et on peut en retenir les points suivants : tout d'abord, W.L. Vargas et J.J. McCarthy observent la compaction de l'empilement alors que la dilatation du récipient n'est pas prise en compte; ceci est en accord avec les observations de Géminard (2003). Ensuite, la dynamique associée est surprenante puisqu'elle se déroule très rapidement comparativement à celle observée expérimentalement : 10 cycles à 50°C sont suffisants pour atteindre la compaction maximale de l'empilement, ce qui n'est jamais observé expérimentalement quelle que soit l'amplitude des cycles de température utilisée (Géminard, 2003; Chen et al., 2006). Une des origines possibles¹¹ d'un tel décalage pourrait être liée à l'absence de rugosité de surface des grains dans la simulation, dont on sait qu'elle joue un rôle important dans les expériences (Claudin & Bouchaud, 1997; Bonamy et al., 2000, 2001). Cette étude a néanmoins le mérite de confirmer l'idée que les chaînes de force présentes au sein de l'empilement jouent un rôle privilégié lors de la compaction (Clément et al., 1997), tant du point de vue de la stabilité mécanique que de celui de la conduction de la chaleur dans le matériau (Vargas & McCarthy, 2001).

¹¹L'autre origine est certainement à relier à la présence d'un poids au sommet de l'empilement (Vargas & McCarthy, 2007).

Dynamique à l'échelle du grain.

Plus récemment, L. Djaoui et J. Crassous ont utilisé des variations de température sur un système granulaire pour illustrer une méthode originale de diffusion de la lumière dynamique (Djaoui & Crassous, 2005). Cette méthode a notamment permis d'extraire les parties affine et non-affine du déplacement des grains (Crassous et al., 2009) démontrant que solliciter des grains à l'aide de variations de température est une méthode douce et particulièrement bien adaptée pour imposer de 'petits' déplacements¹². C'est aussi la méthode qu'ont choisi Slotterback et al. pour induire la compaction d'un empilement et suivre la dynamique à l'échelle des grains (Slotterback et al., 2008). Leur expérience consiste en une colonne de grains (diamètre 3 mm) noyés dans une huile dont l'indice optique est adapté pour permettre une visualisation de l'échantillon en volume, à l'aide d'une nappe laser. Un poids (145.5 g) repose au sommet de la colonne et impose une force constante sur l'empilement. Dans ces conditions, les auteurs observent à l'issue de chaque cycle, une compaction rapide¹³ décrite alors par une relaxation à un temps (une seule exponentielle). De plus, la dynamique de compaction à l'échelle du grain suggère l'existence de modes de relaxation collectifs prenant la forme de chaînes de grains, comme c'est le cas pour les mouvements moléculaires au voisinage de la transition vitreuse (Donati et al., 1998). Le fait que dans cette expérience, les grains sont noyés et qu'un poids repose au sommet de la colonne, rend difficile toute comparaison quantitative avec les expériences en sec précédemment évoquées (Géminard, 2003; Chen et al., 2006). Terminons en mentionnant que des variations de température ont été rapportées comme étant à l'origine de déplacements réversibles à temps court et irréversibles à temps long dans un système granulaire original constitué de vésicules polydisperses de tensioactifs (phase oignon) [Fig. 3.5 (Gauche)]. En particulier, il est intéressant de noter que dans ce système 2D, où la gravité ne joue aucun rôle, les réarrangements irréversibles sont le fruit des cisaillements induits par les variations répétées (et non contrôlées) de la température (Mazoyer et al., 2009). C'est un point sur lequel nous reviendrons dans la suite de ce chapitre.

3.2.3 Quelques problématiques autour du cyclage thermique.

À partir des études que nous venons de détailler, essayons de tirer un certain nombre de problématiques quant à l'influence des cycles de température sur une assemblée granulaire.

▷ Un point commun à toutes les études mentionnées précédemment est que la dynamique de compaction n'est rapportée qu'à l'issue de chaque cycle de température. Il pourrait être pertinent d'avoir accès à la dynamique d'évolution de l'empilement de grains au cours

¹²Un autre travail expérimental récent a eu ce même objectif de dissocier les contributions réversibles et irréversibles des déplacements de grains, mais induit cette fois par un cisaillement mécanique (Utter & Behringer, 2008). Cette problématique, très générale, d'étude du champ de déplacement des constituants d'un milieu désordonné faiblement sollicité est issue de l'étude des systèmes amorphes et a été largement étudiée numériquement (Falk & Langer, 1998; Maloney & Lemaître, 2004, 2006). Elle reste néanmoins peu abordée expérimentalement. Les milieux granulaires constituent un système privilégié, notamment par la taille de leurs constituants élémentaires facilement observables, et les variations de température une des méthodes adaptées, pour étudier cette question.

¹³La compaction maximale de l'empilement est rapidement atteinte, après une dizaine de cycles de température, ce qui contraste avec les observations expérimentales précédentes (Géminard, 2003; Chen et al., 2006). Le poids et la présence d'huile modifient probablement fortement le mécanisme de compaction, notamment parce que la conductivité thermique de l'huile ($\lambda \simeq 1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est très supérieure à celle de l'air ($\lambda \simeq 10^{-2} \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). On peut donc avancer que l'huile réduit considérablement l'importance des chaînes de force dans la conduction thermique au sein de l'empilement et que la colonne de grains se comporte comme un milieu continu vis-à-vis des cycles de température. De plus le fluide interstitiel lubrifie les contacts, ce qui contribue à faire évoluer plus rapidement le système qui ne s'arrête que difficilement de couler dès qu'il est mis en mouvement.

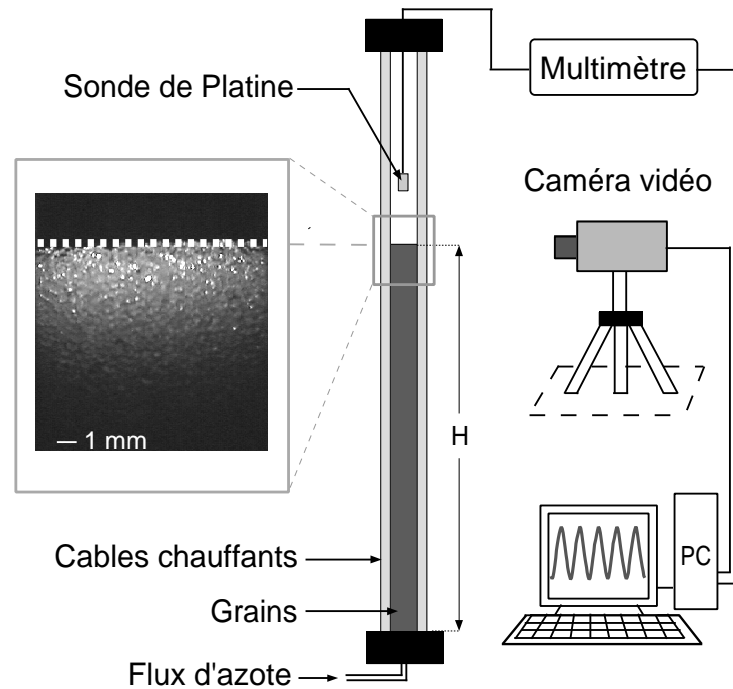


FIG. 3.6 – Croquis du dispositif expérimental - Encart : photo de la partie supérieure de la colonne de grains. La hauteur de la colonne est indiquée par la ligne pointillée blanche.

des cycles. Autrement dit, *peut-on mener une étude résolue en temps de la dynamique de compaction d'un empilement de grains soumis à des cycles de température ?*

▷ La seconde question que nous souhaitons aborder est celle du rôle de l'amplitude des cycles de température sur la dynamique de compaction. En effet, on constate dans les différents travaux que nous avons évoqués, plusieurs évolutions rapportées de la compacité (ou de la hauteur de l'empilement) suivant l'amplitude des cycles imposés : l'inverse d'un logarithmique pour des amplitudes de quelques degrés (Géminard, 2003) ; la somme de deux exponentielles (Chen et al., 2006) ou une exponentielle étirée (Vargas & McCarthy, 2001) pour des amplitudes de quelques dizaines de degrés ; une seule exponentielle dans le cas d'une compaction d'un granulaire immergé, assistée par un poids (Slotterback et al., 2008). *Comment concilier ces différentes observations expérimentales ?*

3.3 Dispositif expérimental.

3.3.1 Généralités.

Le dispositif expérimental (Fig. 3.6) consiste en un long tube de verre (hauteur 1.7 m, diamètre interne 13 mm) solidement arrimé à un mur porteur du sous-sol du laboratoire de physique dans le but de fuir les vibrations mécaniques. Dans le tube, les grains (des billes de verre sphériques fournies par Matrasur Corp. et de diamètre d) forment un empilement (de hauteur H). Une entrée d'air à la base de la colonne permet de décompacter cet empilement. Les cycles de température sont imposés par un câble chauffant (Prolabo, $40 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$) directement scotché le long de la paroi extérieure du tube de verre. Les variations de température imposées sont mesurées à l'aide d'une sonde de température (Pt 100) placée à proximité de

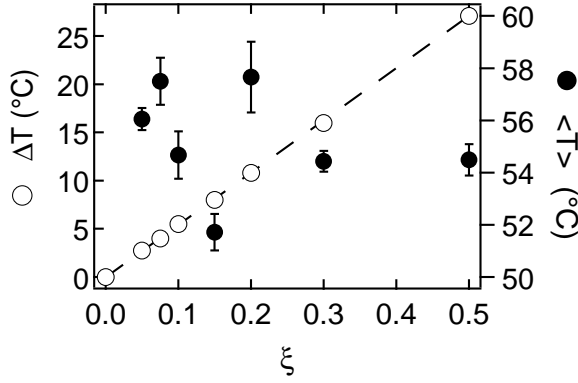


FIG. 3.7 – Amplitude des cycles de température (\circ) et température moyenne associée (\bullet) en fonction du paramètre de contrôle ξ . La gamme de l'amplitude des cycles de température accessible s'échelonne entre 2.8 et 27.1°C. La valeur basse est fixée par notre capacité à maintenir une température moyenne constante sur des temps longs et la valeur haute, par la puissance maximale de chauffage. Au cours d'une expérience, l'amplitude des cycles de température est bien définie (précision du dixième de degré) mais la température moyenne peut présenter des variations lentes (typiquement sur une centaine de cycles); les extrema sont signalés par les barres d'erreur en noir.

la surface libre des grains. Un multimètre (Keithley, Modèle 196) lit les valeurs mesurées par cette sonde qui sont alors enregistrées à l'aide d'une interface GPIB toutes les 30 s. Naturellement, une telle mesure nous donne accès à la température dans le tube et non au sein de l'empilement de grains. Néanmoins, elle nous donne une bonne indication de l'amplitude des cycles subis par le matériau granulaire. Une expérience typique se déroule dans le noir complet; la surface libre est éclairée à l'aide d'une diode (DEL Kingbright, L-793SRC-E) directement alimentée à l'aide de l'alimentation continue du PC et placée à l'intérieur du tube, au sommet de la colonne [Fig. 3.6, (Encart)]. Le sommet de l'empilement peut ainsi être imagé de côté à l'aide d'une caméra vidéo (Panasonic, WV-BP500) connectée à une carte d'acquisition vidéo (Data Translation, DT2255).

3.3.2 Cycles de température et traitement des images.

Cycles de température.

Les cycles de température sont contrôlés à l'aide d'une macro (Wavemetrics, IGOR PRO 4) qui tourne continûment le temps d'une expérience. Cette macro envoie des instructions (0 ou 1) au port imprimante du PC, relié à un optocoupleur qui joue alors le rôle d'interrupteur : lorsque ce dernier est passant (resp. ouvert), le câble chauffant est alimenté (resp. éteint). Nous allons construire des cycles de température à partir de ce système binaire. Pour ce faire, rappelons que nous souhaitons travailler avec une période T la plus courte possible de façon à pouvoir réaliser un maximum de cycles durant le temps qui nous est imparti. Cette période doit néanmoins être suffisamment grande pour chauffer l'ensemble des grains de la colonne : il faut donc que la profondeur de pénétration associée $\delta \equiv \sqrt{2\lambda/C\omega}$ (où λ désigne la conductivité thermique du milieu, C sa capacité calorifique par unité de volume et où $\omega \equiv 2\pi/T$) soit au moins égale au rayon du tube contenant les grains, ce qui impose $T = 600$ s. Dès lors, pour pouvoir imposer des cycles d'amplitude ΔT variable, et de période T fixée autour d'une température moyenne, nous allons hacher chaque période à deux échelles de temps différentes. Chaque période T est d'abord divisée en deux demi-périodes de $T/2 = 300$ s chacune : au cours de la première, nous chauffons la colonne 'un peu plus' que la moitié du temps, et au cours de la seconde 'un peu moins'; Ces deux demi-périodes vont

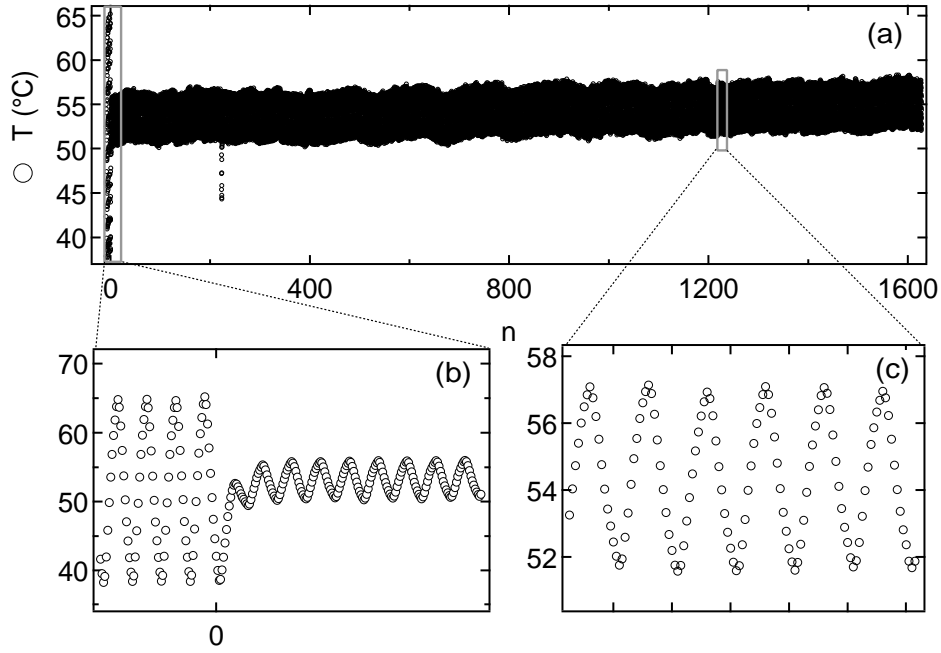


FIG. 3.8 – (a) Évolution de la température au sommet de la colonne en fonction du nombre de cycles imposés. La température oscille avec une période de 600 s autour d’une température moyenne de $54.7 \pm 0.9^\circ\text{C}$. L’amplitude est d’abord fixée à sa plus grande valeur ($\Delta T = 27.1^\circ\text{C}$, $\xi = 0.5$) jusqu’à ce que la surface libre de l’empilement entre dans le champ de la caméra. L’amplitude est alors fixée à une nouvelle valeur (ici $\Delta T = 5.5^\circ\text{C}$, $\xi = 0.1$) pendant le reste de l’expérience. (b) Agrandissement de la trempe de température. (c) Agrandissement des cycles de température.

donc définir les phases de température croissante et décroissante. Pour chauffer ‘un peu plus’ (resp. ‘un peu moins’) que la moitié du temps, chaque demi-période est elle-même hachée en 10 sous-périodes $\tau = 30$ s au cours de chacune desquelles on chauffe le système pendant une fraction du temps égale à $(0.5 + \xi)$ [resp. $(0.5 - \xi)$], où $\xi \in [0; 0.5]$ correspond au paramètre de contrôle de l’amplitude des cycles. La valeur du nombre de sous-périodes (10) est choisie de façon à ce que la valeur du paramètre $\xi = 0$ corresponde à une amplitude de cycle de température $\Delta T = 0$. En effet, dans ce cas, le système est chauffé 50 % du temps pendant chaque sous-période, et les deux demi-périodes $T/2$ sont identiques. Imposer $\xi = 0$ revient à imposer des variations de température de période 30 s qui sont filtrées par le système dont l’inertie thermique joue le rôle d’un filtre passe-bas. En revanche, dès que $\xi > 0$, on rend dissymétrique chacune des sous-périodes τ . Par exemple, pour la valeur du paramètre $\xi = 0.1$, on chauffe la colonne 60 % du temps au cours de la première demi-période $T/2$ et 40 % au cours de la seconde. Ceci est réalisé en chauffant le système pendant 0.6τ (resp. 0.4τ) au sein de chaque sous-période des 300 premières (resp. 300 dernières) secondes d’un cycle de température de période $T = 600$ s.

Au bilan, le seul paramètre de contrôle ξ nous permet d’imposer des cycles de température de période $T = 600$ s fixée, et d’amplitude ajustable $\Delta T \in [2.8, 27.1]^\circ\text{C}$ [Fig. 3.7 (○)]. La limite haute de l’amplitude des cycles est fixée par la puissance du câble chauffant ($40 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$) et le protocole que nous venons de décrire impose la température moyenne de fonctionnement. La valeur basse est quant à elle limitée par notre capacité à maintenir une température moyenne constante. En effet, si l’amplitude des cycles de température est bien contrôlée

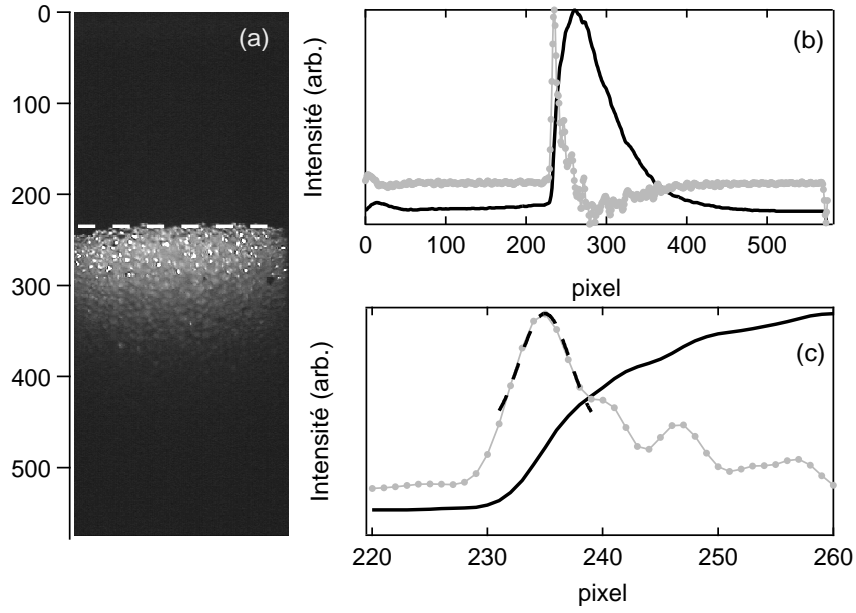


FIG. 3.9 – (a) Photo latérale de la surface libre de la colonne de grains. La DEL placée au sommet du tube fournit un éclairage adéquat pour repérer la surface libre (Noter qu'un pixel correspond typiquement à $50\ \mu\text{m}$). (b) Profil d'intensité suivant la hauteur de la photo. Ce profil est moyenné sur la largeur de la colonne. En gris figure la dérivée de ce profil. (c) Agrandissement du profil d'intensité au voisinage de la surface libre. Cet agrandissement souligne le peu de points présents au voisinage du maximum de la dérivée du profil d'intensité. Pour gagner en précision, on ajuste ce maximum par une gaussienne dont le maximum fixe la position de la surface libre de l'empilement. Cette position est indiquée sur la photo (a) par un trait blanc pointillé.

($\sigma_{\Delta T} = 0.1^\circ\text{C}$), la valeur moyenne du signal est susceptible de dériver avec les variations de température de la pièce [Fig. 3.8 (a)]. Ces variations sont en général de l'ordre du degré [Fig. 3.7 (•)] et leur période de l'ordre de quelques centaines de cycles. On diminue au mieux l'influence de ces variations parasites en choisissant une pièce sans fenêtre, ni passage fréquent, de façon à éviter les courants d'air, etc. (pièce du sous sol). On choisit aussi de travailler à une température moyenne entre 50 et 60°C , bien au-dessus de la température ambiante (25°C) de la pièce¹⁴. Terminons en remarquant que cette méthode de chauffe permet de faire varier facilement l'amplitude des cycles, pour une période donnée. Elle ne permet cependant pas de faire varier indépendamment ces deux paramètres. En l'occurrence, il est difficile d'imposer une amplitude ΔT et de faire varier la fréquence sans faire varier la forme des cycles de température¹⁵.

Traitement des images.

La caméra prend 20 photos par cycle, ce qui nous permet d'avoir accès à la dynamique résolue en temps de la surface libre de l'empilement au cours de l'expérience. Chaque image

¹⁴Un bien meilleur contrôle de la température moyenne à l'extérieur de la colonne peut être obtenu en enfermant l'ensemble du dispositif expérimental dans une enceinte dont la température est contrôlée (PID). C'est le dispositif que nous avons développé en fin de thèse autour d'un montage de deuxième génération sur lequel nous reviendrons dans la partie 3.6.

¹⁵La dynamique de compaction pour différentes fréquences de cycle, à amplitude imposée, sera discutée dans la section (3.6).

est traitée directement après avoir été acquise de façon à ne pas stocker une trop grande quantité d'information¹⁶. Une image brute (résolution 800×600 , codée en 256 niveaux de gris) est considérée sur toute sa hauteur mais restreinte en largeur au diamètre de la colonne de grains [Fig. 3.9 (a)]. On extrait alors le profil d'intensité suivant la verticale, qu'on moyenne sur la largeur de la colonne [Fig. 3.9 (b)]. Ce profil présente une valeur constante et faible au-dessus de la surface libre, augmente brutalement à l'endroit de la surface libre, puis décroît plus lentement à mesure qu'on descend le long de l'empilement. Pour repérer précisément l'interface, on calcule la dérivée de ce profil et on ajuste le voisinage de son maximum (4 points de part et d'autre) à l'aide d'une gaussienne [Fig. 3.9 (c)], ce qui permet d'obtenir une résolution subpixel, de l'ordre du micron. L'altitude de l'empilement obtenue à l'issue de ce traitement est stockée puis affichée en temps réel sur l'image de façon à garder un contrôle visuel tout au long de l'expérience [Fig. 3.9 (a)]. L'image suivante écrase la précédente et on recommence ce traitement.

3.3.3 Protocole expérimental et observations préliminaires.

Avant toute expérience, la colonne de grains est préparée dans un état de faible compacité (dit lâche) en lui imposant de bas en haut un flux d'air durant quelques secondes. A l'issue de cette décompaction, le sommet de l'empilement se situe à une position un peu supérieure au niveau de la caméra (typiquement 1 cm) ; on impose alors des cycles de température d'amplitude $\Delta T = 27.1^\circ\text{C}$ (la plus haute amplitude accessible). La colonne s'effondre progressivement jusqu'à entrer dans le champ de la caméra après quelques cycles (typiquement 10) ; cet instant définit l'origine des temps et on impose dorénavant une nouvelle amplitude de température ΔT comprise entre 0 et 27.1°C , [Fig. 3.8 (b)]. C'est l'évolution de la hauteur de la colonne sous l'effet de cette *trempe en température* que nous allons étudier dans la suite de ce chapitre¹⁷. Notons que cette procédure de trempe nous permet de nous affranchir de l'état de compacité initial de la colonne et d'avoir ainsi des conditions initiales reproductibles. Discutons à présent l'évolution de la hauteur de la colonne sous l'effet d'une trempe de température.

3.4 Étude résolue en temps de la dynamique de compaction.

En premier lieu, nous avons pris le temps de vérifier qu'en l'absence de cycles de température, une colonne préalablement décompactée n'évolue pas ou peu¹⁸ ce qui prouve que les variations de température de la pièce, ainsi que d'éventuelles vibrations mécaniques n'influencent pas nos mesures.

Ensuite, sous l'action des cycles de température, on constate que le niveau de la surface libre définie par $h_n \equiv H(2\pi n/\omega) - H(0)$, où n est un entier naturel désignant le nombre de cycles imposés et H la hauteur totale de l'empilement de grains, diminue au cours du temps (Fig. 3.10). Ce phénomène de compaction est extrêmement lent : après 7 jours (1000 cycles) la hauteur de la colonne n'a diminué que de 1.5 cm, soit 1 % de la hauteur totale. La colonne reste donc très loin de son niveau de compaction le plus élevé qui correspond à une chute d'environ $h_n \simeq 10$ cm, soit 10 % de la hauteur totale de la colonne. On le vérifie en donnant

¹⁶Pour l'anecdote, notre ordinateur est un PC disposant de 256 Mo de RAM et dont le système d'exploitation est Windows 95.

¹⁷Une telle procédure connaît un analogue mécanique simple, déjà employé par Kabla & Debregeas (2004).

¹⁸Elle subit en général un ou deux effondrements de grande amplitude immédiatement après la décompaction, puis n'évolue plus sur une semaine. Ces effondrements suivant la décompaction illustrent le fait que la colonne est initialement dans un état mécanique qu'on peut véritablement qualifier d'isostatique (Shundyak et al., 2007), et donc dans un état très sensible aux perturbations extérieures (Moukarzel, 1998b; Kurchan, 2008).

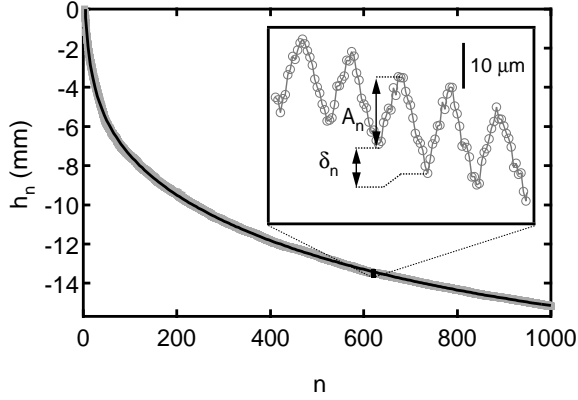


FIG. 3.10 – Évolution du niveau de la colonne h_n en fonction du nombre de cycles appliqués. Le niveau de la colonne h_n présente une décroissance exponentielle suivie d'une décroissance logarithmique à temps long. **Insert :** variations de la hauteur de la colonne à l'échelle de 5 cycles. Celle-ci présente une évolution en dents de scie qui traduit une succession de dilatations et de contractions. Le nombre A_n (resp. δ_n) est défini comme la dilatation (resp. la chute du niveau) de la colonne au cours du cycle n . Noter que sur cette figure la compaction s'effectue à chaque cycle de température, puisque le niveau en fin de cycle est inférieur au niveau en début de cycle ($H = 140$ cm, $2\pi/\omega = 600$ s, et $\Delta T = 10.8^\circ\text{C}$).

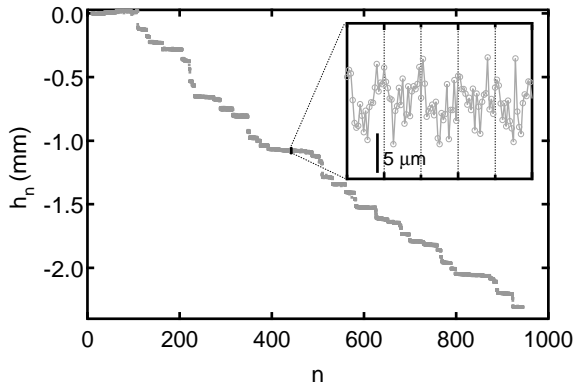


FIG. 3.11 – Évolution du niveau de la colonne h_n en fonction du nombre de cycles appliqués. Le niveau de la colonne h_n présente une décroissance en moyenne linéaire avec le nombre de cycles imposés. La compaction s'effectue ici par une suite de sauts de h_n distribués de façon irrégulière. **Insert :** variations de la hauteur de la colonne à l'échelle de 5 cycles. Noter que le niveau de la colonne est susceptible de rester le même à l'issue de plusieurs cycles de température ($H = 140$ cm, $2\pi/\omega = 600$ s, et $\Delta T = 2.8^\circ\text{C}$).

une petite 'pichenette' à la colonne qui s'écroule immédiatement d'environ un centimètre. L'évolution de h_n va dépendre de l'amplitude des cycles imposés ΔT . Nous nous proposons de rapporter dans un premier temps, le comportement de la colonne pour les cycles de grande amplitude (Fig. 3.10, trempe peu importante), puis ce même comportement pour des cycles de petite amplitude (Fig. 3.11, trempe importante).

3.4.1 Cycles de température de grande amplitude.

Pour de grandes amplitudes ($\Delta T \gtrsim 3^\circ\text{C}$), la colonne se compacte progressivement sous l'effet des cycles de température (Fig. 3.10). Ceci montre que les résultats obtenus par K. Chen et al. pour $\Delta T > 40^\circ\text{C}$ (Chen et al., 2006) restent vrais pour des variations de température plus faibles amplitude et pour un nombre de cycles significativement plus importants. On constate de plus que la résolution dont nous disposons nous permet d'avoir accès à la dynamique de la surface libre de la colonne au cours d'un cycle [Fig. 3.10 (insert)]. On peut donc proposer deux niveaux de lecture de l'évolution de h_n : une description de l'allure globale à

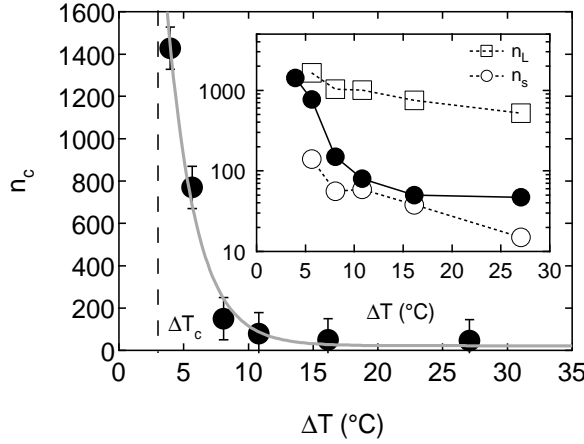


FIG. 3.12 – Durée typique du régime transitoire en nombre de cycles, n_c , en fonction de l'amplitude, ΔT , des cycles de température. On constate que la durée du régime transitoire est d'autant plus longue que l'amplitude des cycles de température est faible; n_c semble même présenter une divergence pour une amplitude de température ΔT_c finie. **Insert** : durées caractéristiques courte (n_s) et longue (n_L) issues d'un ajustement des données par une double exponentielle en fonction de l'amplitude des cycles de température ΔT . Ces deux durées encadrent n_c et présentent des dépendances similaires avec ΔT .

l'échelle du millier de cycles, et une description locale à l'échelle d'un cycle.

Évolution du niveau de la colonne sur la durée de l'expérience.

Suite à la trempe en température, le niveau de la colonne h_n présente deux régimes d'évolution distincts : une première relaxation exponentielle qui correspond à un régime transitoire suite au changement brutal de température, suivi d'un fluage logarithmique à temps long caractéristique de l'évolution de la colonne sous la nouvelle amplitude de température (Fig. 3.10). On choisit d'ajuster les données à l'aide de la fonction test suivante :

$$h_n^t \equiv h_0 + h_e \exp(-n/n_c) + h_l \ln(n) \quad (3.1)$$

de façon à pouvoir extraire une durée caractéristique n_c du régime transitoire. Il en ressort que n_c est d'autant plus grand, i.e. que le régime transitoire est d'autant plus long, que l'amplitude des cycles de température est faible (Fig. 3.12). Le paramètre n_c semble même présenter une divergence pour une amplitude $\Delta T \equiv \Delta T_c$ finie ($2.8 < \Delta T_c < 4^\circ\text{C}$), ce qui suggère que le comportement de la colonne de grains va être radicalement différent dans la limite des faibles amplitudes, comme nous allons le voir dans la suite de l'exposé ($\Delta T \lesssim 3^\circ\text{C}$, Fig. 3.11). Au-delà du régime transitoire, le niveau de la colonne décroît comme le logarithme du nombre de cycles appliqués, et la compacité ρ de l'empilement se comporte donc à temps long comme :

$$\rho_\infty - \rho(n) \propto \frac{1}{\ln(n)} \quad (3.2)$$

rappelant fortement l'évolution de la compacité d'un milieu granulaire vibré en l'absence de rouleaux de convection (Knight et al., 1995). La durée d'observation du régime logarithmique étant relativement courte, on peut émettre des réserves quant à l'utilisation d'un logarithme pour décrire l'évolution de h_n à temps long. Afin de montrer que l'ajustement des données par l'expression (3.1) n'affecte pas la conclusion au moins sur les temps courts, nous proposons une analyse un peu différente. Ainsi, nous avons ajusté les courbes h_n par la somme de deux exponentielles¹⁹ (Mehta & Barker, 1991; Barker & Mehta, 1993), en prenant pour paramètres un temps court (n_s) et un temps long (n_L). L'ajustement est clairement moins bon que le précédent (3.1). Néanmoins, les deux temps n_L et n_c présentent une évolution

¹⁹C'est aussi l'option qu'ont retenu Chen et al. (2006).

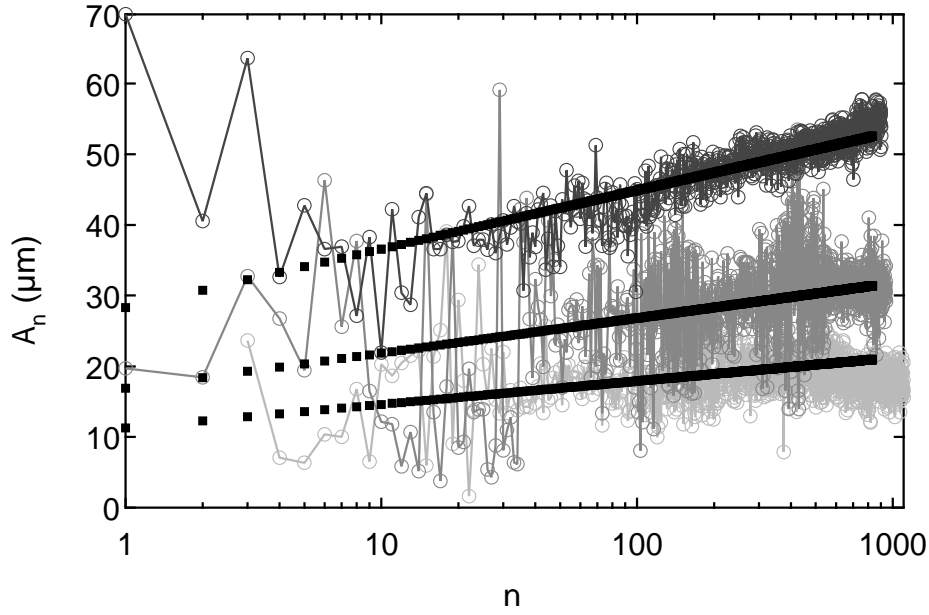


FIG. 3.13 – Dilatation A_n en fonction du nombre de cycles n . La dilatation croît avec le nombre de cycle appliqués et est d'autant plus importante que l'amplitude des cycles de température est élevée. L'ajustement des trois courbes est réalisé par l'unique fonction suivante : $A_n = \Delta T [a_0 + b_0 \ln(n)]$ avec $a_0 = 1.0 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ et $b_0 = 0.13 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ ($H = 140 \text{ cm}$, $2\pi/\omega = 600 \text{ s}$, et, de bas en haut de la figure : $\Delta T = 10.8, 16.2$ et 27.1°C).

similaire à l'unique temps n_c [Fig. 3.12 (Insert)]. La pertinence de la fonction test que nous proposons est confirmée par des résultats récents obtenus par J. Brujić et al. dans le cas d'un empilement granulaire dense²⁰ sollicité mécaniquement (Brujić et al., 2005). Dans leur expérience, l'empilement est contraint dans un récipient fermé à l'aide d'un piston, et soumis à un échelon de déformation (compression) par ce dernier. Dans la limite où le taux de déformation imposé est suffisamment important, la contrainte qu'exerce l'assemblée de grains sur le piston relaxe exponentiellement à temps court et de façon logarithmique à temps long. Un travail numérique a permis d'interpréter cette dernière relaxation, comme l'expression de réarrangements collectifs (Makse et al., 2004; Brujić et al., 2005). Parallèlement, cette seconde relaxation présente expérimentalement des effets de vieillissement dont la signature microscopique observée dans les simulations est l'augmentation au cours du temps du nombre de grains vérifiant la condition de glissement de Coulomb. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que, dans notre expérience, l'évolution de l'altitude h_n présente aussi des signes manifestes de vieillissement, ce qui laisse à penser que le scénario proposé par Brujić et al. pourrait aussi rendre compte de ce que nous observons²¹.

Évolution du niveau de la colonne sur la durée d'un cycle.

Considérons à présent l'évolution de h_n à l'échelle d'un cycle. Le fait de prendre 20 photos par cycle et de disposer d'une résolution subpixel nous permet d'avoir accès à la dynamique de la surface libre de la colonne au cours d'un cycle [Fig. 3.10 (insert)]. La colonne se dilate et se contracte périodiquement à chaque cycle de température :

²⁰Rappelons qu'au contraire nous travaillons avec un empilement lâche.

²¹Nous reviendrons sur ce point dans la section 3.4.3

- lors de la phase de température croissante, la surface libre de l'empilement monte. On peut définir *la dilatation de la colonne au cours du cycle n* , A_n , comme l'amplitude de la montée de la colonne au début du cycle n (Fig. 3.10). Un des résultats clef du chapitre est le suivant : on constate que A_n évolue comme le logarithme du nombre de cycles imposés et ceci d'autant plus fortement que l'amplitude des cycles de température est importante (Fig. 3.13). On peut rendre compte de cette observation par l'expression simple suivante :

$$A_n = \Delta T [a_0 + b_0 \ln(n)] \quad (3.3)$$

Ceci s'interprète qualitativement comme le fait que la compacité de l'empilement augmente au cours du temps (l'empilement vieillit), et un empilement plus compact est plus à même de présenter des grains en contact qui, sous l'effet de l'augmentation de température et de leur dilatation, vont contribuer à élever le niveau de la surface libre. Cet ajustement a le bon goût de rendre compte, avec la même paire de paramètres ajustables (a_0 , b_0), de l'évolution de A_n pour différentes amplitudes de température (Fig. 3.13). On trouve²² $a_0 = 1.0 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ et $b_0 = 0.13 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$. Le fait que $A_n \propto \Delta T$ nous montre que c'est le coefficient de dilatation thermique de l'empilement qui augmente logarithmiquement avec le nombre de cycles imposés. Comme de plus la compacité du matériau fait de même, on en déduit que ce coefficient de dilatation thermique dépend linéairement de la compacité de l'empilement (au moins dans cette petite gamme de variations).

- lors de la phase de température décroissante, le niveau de la colonne diminue pour atteindre un niveau inférieur au niveau de départ ($h_{n+1} \leq h_n$). En effet, il est intéressant de souligner que dans cette gamme de température, la colonne se compacte à chaque cycle, ce qui signifie qu'il se produit dans l'empilement suffisamment de réarrangements pour induire une chute détectable de la hauteur de l'empilement au cours de chaque cycle. On peut définir $\delta_n \equiv h_n - h_{n+1}$ comme la chute du niveau au cours du cycle n . δ_n s'identifie simplement à la dérivée de h_n , i.e. à la vitesse à laquelle le niveau de l'empilement décroît, et ne contient pas plus d'information que la donnée de h_n : elle diminue sans surprise au cours du temps.

Quelle fraction de la colonne est sollicitée au cours d'un cycle ?

Il est pertinent de se demander quelle est la fraction de la colonne mise en jeu dans le processus de dilatation. En effet, la présence de chaînes de force au sein de l'empilement peut suffire à séparer la colonne en différents tronçons susceptibles de répondre indépendamment les uns des autres aux variations de température. Dans ce dernier cas A_n ne reflèterait que la dilatation d'un bouchon de grains au sommet de l'empilement.

Pour répondre à cette question, commençons par rappeler que les oscillations de la surface libre sont dues à la dilatation des grains comme à celle du récipient. Dans le but d'évaluer la contribution du matériau granulaire seul, on détermine l'amplitude, $\delta h_t(z)$ du déplacement vertical du tube dans le référentiel du laboratoire. Pour ce faire, on colle à sa surface une fine tranche de ruban adhésif noir à l'altitude z (l'origine est en bas de la colonne), et on impose des cycles de température d'amplitude ΔT . À l'aide d'une macro tout à fait

²²Notons que les coefficients publiés dans (Divoux et al., 2008) ne sont manifestement pas les bons. L'erreur est ici réparée.

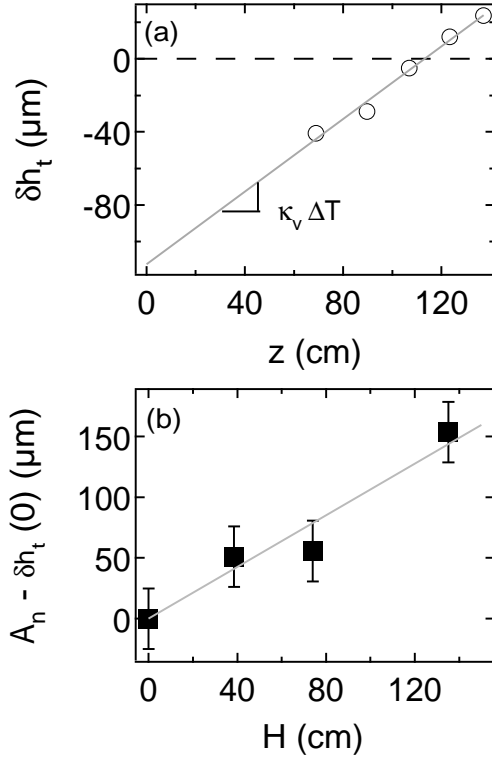


FIG. 3.14 – (a) **Amplitude δh_t du mouvement du bout de ruban adhésif en fonction de sa position z sur la colonne de verre.** Le mouvement du bout de ruban adhésif fixé sur la paroi nous permet de remonter au coefficient linéaire de dilatation thermique, κ_v , du récipient en verre. La mesure de la pente de la droite $\delta h_t(z)$, pour une amplitude $\Delta T = 27.1^\circ\text{C}$, fournit un coefficient $\kappa_v = (3.6 \pm 0.4) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. (b) **Dilatation de l'empilement A_n (n fixé) en fonction de la hauteur de grains H dans la colonne.** Cette relation, linéaire, traduit le fait que lors des dilatations successives de l'empilement, l'intégralité de la hauteur de l'empilement est mise en jeu. Cette relation permet remonter à une estimation du coefficient de dilatation thermique de l'empilement [voir texte, (équ. 3.5)].

similaire à celle permettant de repérer la surface de l'empilement, on relève alors l'amplitude des oscillations du bout de ruban adhésif. On répète l'expérience pour différentes altitudes. L'amplitude $\delta h_t(z)$ présente une dépendance linéaire en z [Fig. 3.14 (a)], ce qui nous permet d'obtenir d'une part une estimation du coefficient de dilatation thermique du tube de verre²³ $\kappa_v = (3.6 \pm 0.4) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, et d'autre part la distance dont recule le bas du tube $\delta h_t(0)$ sous l'effet des cycles de température. Considérons alors la variation relative, $\delta V_g/V_g$, du volume V_g de grains dans le tube, sous l'effet d'une augmentation de la température. Cette dernière s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\delta V_g}{V_g} = \frac{A_n - \delta h_t(0)}{L} + 2\kappa_v \Delta T \quad (3.4)$$

Elle possède deux contributions : la première, verticale, qui tient compte du mouvement du bas du tube et dans laquelle L désigne la longueur pertinente mise en jeu dans la dilatation verticale de l'empilement. La seconde correspond à la dilatation des parois latérales du tube de verre. En considérant que c'est toute la colonne qui se dilate, i.e. $L = H$, on aboutit à l'expression :

$$A_n - \delta h_t(0) = H \left(\frac{\delta V_g}{V_g} - 2\kappa_v \Delta T \right) \quad (3.5)$$

vérifiable expérimentalement. En utilisant différentes hauteurs d'empilement H , on vérifie que $A_n - \delta h_t(0)$ est bien proportionnelle à la hauteur de grains dans le tube [Fig. 3.14 (b)], ce qui prouve que *c'est toute la hauteur de la colonne qui est mise en jeu dans le mouvement de la surface libre*.

²³La valeur obtenue est de l'ordre de grandeur des valeurs qu'on trouve dans la littérature. Il est malheureusement difficile de la comparer à une valeur tabulée précise puisque nous ne connaissons ni la provenance du tube, ni la nature du verre qui le compose.

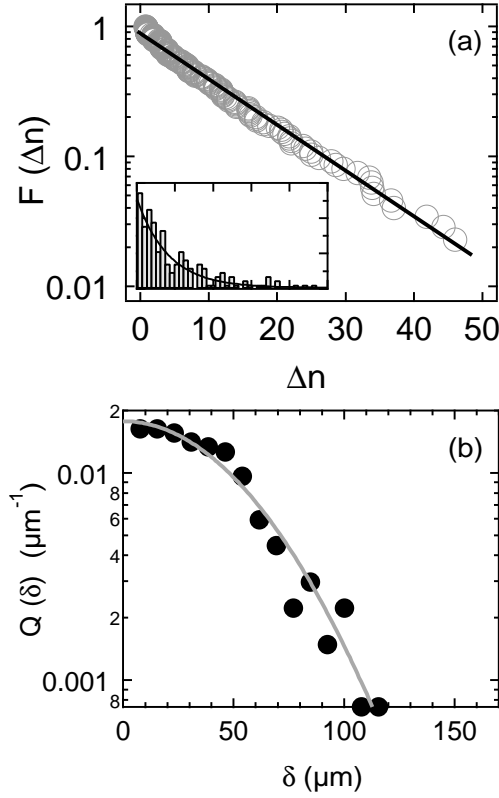


FIG. 3.15 – (a) **Distribution de probabilité cumulée F du nombre de cycles Δn entre deux effondrements successifs.** La distribution F est une exponentielle $F(\Delta n) \simeq \exp(-\Delta n/\Delta n^*)$ avec $\Delta n^* \simeq 12$. **Insert : la distribution de probabilité P associée à F , qui est (aussi) une exponentielle.** L'échelle horizontale est la même que celle du graphe principal. La série des effondrements s'apparente donc à un processus de Poisson. (b) **Distribution de probabilité Q de l'amplitude des effondrements δ .** Celle-ci est gaussienne : $Q(\delta) \propto \exp[-(\delta/\delta^*)^2]$, de largeur $\delta^* = (63 \pm 4) \mu\text{m}$, ce qui correspond, environ, au dixième de la taille d'un grain. L'ensemble de ces données correspond à 175 effondrements enregistrés au cours d'une seule expérience de 14 jours ($H=140$ cm, $2\pi/\omega = 600$ s, et $\Delta T = 2.8^\circ\text{C}$).

Estimation du coefficient linéaire de dilatation thermique de l'empilement.

De ce dernier résultat, on peut déduire une estimation du coefficient de dilatation thermique, κ_g de l'empilement de grains. En effet, sous l'hypothèse de variations de température homogènes sur la section du tube, on peut écrire que $\delta V_g/V_g = 3\kappa_g \Delta T$, et en utilisant les expressions (3.3) et (3.5) on obtient alors la dépendance du coefficient de dilatation thermique de l'empilement κ_g avec le nombre de cycles imposés :

$$\kappa_g \simeq [3.4 + 0.03 \ln(n)] \times 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (3.6)$$

Le coefficient de dilatation de l'empilement est donc du même ordre de grandeur que celui des parois du tube ($\kappa = 3.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) et croît de façon logarithmique sur les 1000 premiers cycles (5 %) du fait de la compaction progressive du tas.

3.4.2 Cycles de température de faible amplitude.

Passons à présent aux cycles de température de faible amplitude ($\Delta T \lesssim 3^\circ\text{C}$). Comme le préfigurait la forte augmentation de la durée du régime transitoire n_c pour des valeurs décroissantes de l'amplitude des cycles (Fig. 3.12), et comme le montre la figure 3.11, la colonne présente dans cette gamme de température une dynamique originale. Elle se compacte par sauts et présente globalement une évolution linéaire avec le nombre de cycles imposés. La vitesse de compaction est constante, et il est légitime de s'intéresser dans ce cas à la distribution de probabilité $P(\Delta n)$ du nombre de cycles Δn entre deux sauts successifs. Du fait du petit nombre d'événements dont nous disposons (l'expérience la plus longue fournit 175 effondrements sur 14 jours), nous choisissons d'évaluer la distribution de probabilité cumulée

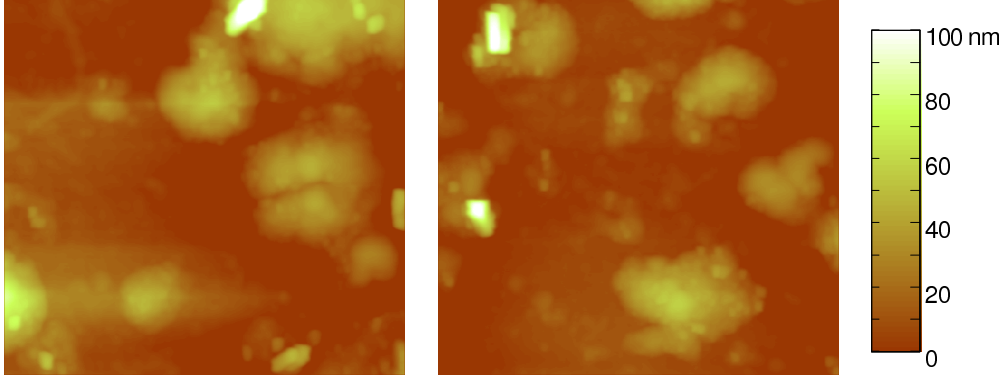


FIG. 3.16 – Deux images AFM représentatives de la surface des grains. Chaque image correspond à une fraction de $5\ \mu\text{m}$ de côté de la surface d'un grain. L'échelle du relief est indiquée à droite, en nanomètres. La rugosité de surface des grains se situe typiquement entre 50 et 100 nm. Ces images ont été réalisées par Cendrine Moskalenko (Laboratoire de Physique, ENS Lyon).

$F(\Delta n)$, définie par²⁴ :

$$F(\Delta n) \equiv \int_{\Delta n}^{\infty} P(x) dx \quad (3.7)$$

On trouve que : $F(\Delta n) \simeq \exp(-\Delta n/\Delta n^*)$ avec $\Delta n^* \simeq 12$ pour $\Delta T = 2.8^\circ\text{C}$. Le délai entre deux effondrements successifs est donc exponentiellement distribué sur la durée de l'expérience [Fig. 3.15 (a)]. La série des effondrements s'apparente ainsi à un processus de Poisson, ce qui signifie notamment que les effondrements successifs de l'empilement de grains ne présentent pas de corrélation temporelle entre eux. Ceci pose notamment la question du mécanisme de compaction à l'origine d'une distribution aussi simple. En ce qui concerne l'amplitude des sauts, ceux-ci présentent une distribution de probabilité gaussienne $Q(\delta)$ dont la largeur est estimée à $\delta^* = (63 \pm 4)\ \mu\text{m}$, ce qui pour fixer les idées, correspond au dixième de la taille d'un grain [Fig. 3.15 (b)]. Dans cette gamme de température, la compaction résulte donc de sauts de faible amplitude, aléatoirement espacés dans le temps.

3.4.3 Discussion autour du mécanisme de compaction.

Dans ce paragraphe, on souhaite donner une explication des deux modes de compaction qu'on observe selon que l'amplitude des cycles de température est inférieure ou supérieure à ΔT_c , et justifier au moins qualitativement cette amplitude de transition. Commençons par revenir sur le mécanisme de compaction. Ce dernier est soit de nature extrinsèque (dilatation du récipient) soit de nature intrinsèque (i.e. dû à la seule dilatation des grains). K. Chen et al. ont proposé comme principal ingrédient pour expliquer la compaction, la différence entre le coefficient de dilatation thermique des grains κ_b et celui du récipient κ (Chen et al., 2006). Dans notre expérience, ces deux coefficients sont dans un rapport 2 [contre 13 dans le meilleur des cas pour les expériences rapportées dans (Chen et al., 2006)], ce qui suggère que cette différence $\Delta\kappa \equiv \kappa_b - \kappa$ n'est pas la cause principale de la compaction²⁵. Cette thèse est

²⁴Cette distribution est évaluée de manière suivante : on classe la suite des $\{\Delta n^{(i)}\}_{i \in [1;N]}$ par valeur croissante en une nouvelle suite $\{\Delta n^{(j)}\}_{j \in [1;N]}$. Le tracé de j/N en fonction de $\Delta n^{(j)}$ donne une bonne estimation de $F(\Delta n)$ (Berg & Harris, 2008).

²⁵Néanmoins, la dilatation des parois joue certainement un rôle, un peu plus fin, dans le processus de compaction. Comparons par exemple notre expérience dans la limite des cycles de faible amplitude (Fig. 3.11, $\Delta T = 2.8^\circ\text{C}$), et celle réalisée par J.-C. Gémard dans des conditions très similaires (Fig. 3.3, $\Delta T = 1^\circ\text{C}$),

supportée par le fait qu'on observe expérimentalement (Géminard, 2003) et numériquement (Vargas & McCarthy, 2007) de la compaction même lorsque les parois du récipient ne se dilatent pas. Le scénario expliquant la compaction serait donc plutôt de nature intrinsèque (dilatation des grains seuls) et lié à l'existence d'un gradient de température²⁶. En effet, du fait des variations de température d'amplitude ΔT , le matériau granulaire est soumis à un gradient de température $\Delta T/l_p$, où l_p désigne la profondeur de pénétration ; les grains sont donc soumis à un cisaillement périodique, γ , suivant la verticale qui peut induire des réarrangements locaux et/ou des avalanches internes. Un tel scénario peut être étayé par une estimation du cisaillement :

$$\gamma = \kappa_b \frac{\Delta T}{l_p} \zeta, \quad (3.8)$$

où κ_b désigne le coefficient de dilatation thermique des grains ($\kappa_b = 9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) et ζ désigne l'échelle sur laquelle agit le gradient ; ζ est comprise entre la distance entre deux grains et le rayon du tube, i.e. on a $\zeta \in [0.51, 13] \text{ mm}$. On en déduit l'expression du déplacement typique entre deux grains voisins, par degré :

$$\Gamma = \frac{\gamma d}{\Delta T} \in [0.4, 10] \text{ nm}/^\circ\text{C} \quad (3.9)$$

Estimons à présent la valeur de ζ compatible avec nos observations. A ce stade, il importe de préciser que nous pensons que la rugosité de surface des grains est mise en jeu dans le processus de compaction. Rappelons qu'il a déjà été montré qu'elle joue un rôle essentiel dans la fragilité des empilements statiques (Claudin & Bouchaud, 1997; Bonamy et al., 2001) et qu'elle est un paramètre clef des empilements faiblement sollicités (Divoux & Géminard, 2007). De plus, les simulations récentes de W. L. Vargas et J. J. McCarthy montrent clairement qu'en l'absence de rugosité de surface, la compaction se déroule sur un temps extrêmement rapide devant les temps expérimentaux (Vargas & McCarthy, 2007). Dans ce cadre, nous proposons que la compaction continue a lieu lorsque l'amplitude des cycles de température ΔT est suffisamment importante pour permettre à deux grains voisins piégés comme deux engrenages de se séparer, soit $\Gamma \Delta T > s$ où s désigne la taille maximale des aspérités de surface des grains. La compaction par saut correspondrait, quant à elle, au cas $\Gamma \Delta T < s$. À l'aide d'un AFM, nous avons pu estimer $s \simeq 100 \text{ nm}$ (Fig. 3.16) et sachant de plus que la transition entre les deux comportements observés se déroule pour $\Delta T_c \simeq 3^\circ\text{C}$, on peut en extraire un ordre de grandeur de la longueur ζ sur laquelle agit le gradient :

$$\zeta \simeq \frac{s l_p}{d} \cdot \frac{1}{\kappa_b \Delta T_c} \simeq 6.5 R \quad (3.10)$$

où R désigne le rayon du tube. Cette transition est donc à attribuer à la taille finie du système.

3.5 Conclusions.

Dans ce chapitre, nous avons présenté, pour la première fois, une étude expérimentale résolue en temps de la dynamique de compaction d'une colonne de grains soumise à des variations périodiques de température. Complétant les travaux de nos prédécesseurs (Géminard, 2003; Chen et al., 2006; Vargas & McCarthy, 2007), nous avons montré que la compaction a

excepté le fait qu'elle se déroule en l'absence de dilatation du récipient (Géminard, 2003). Dans notre cas, la compaction est linéaire en le nombre de cycle imposés alors que dans le cas où le matériel est chauffé seul, la compaction évolue comme le logarithme du nombre de cycles appliqués. Cette différence reste à expliquer.

²⁶En effet, il est raisonnable de penser qu'une dilatation homogène du matériau granulaire et du récipient ne conduit à aucune réorganisation spatiale.

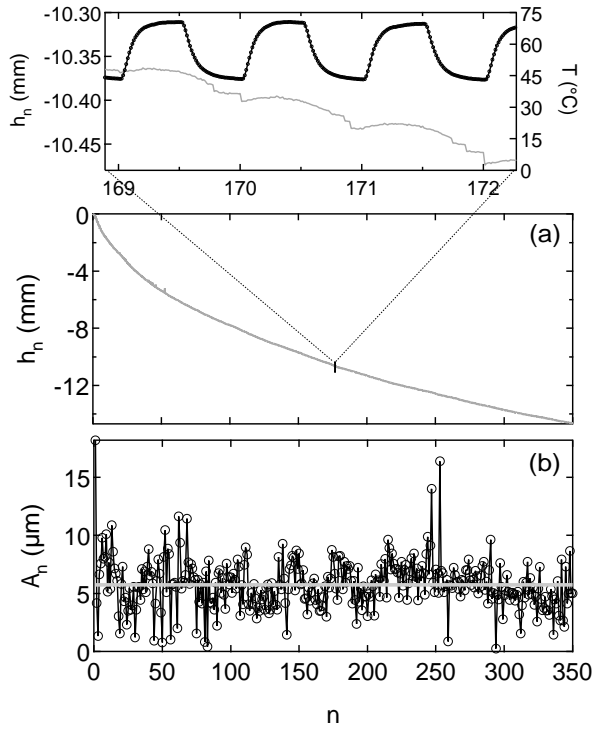


FIG. 3.17 – (a) Évolution du niveau de la colonne h_n en fonction du nombre de cycles n imposés. Le niveau de la colonne décroît pour un nombre de cycles croissant. **Insert :** Variations de la hauteur de la colonne sur 3 cycles de température; l'évolution de la température est en noir. Noter que la forme des cycles a changé avec la fréquence. Noter aussi la dissymétrie de h_n au cours d'un cycle. (b) Dilatation A_n en fonction du nombre de cycles n imposés. La dilatation est indépendante du nombre de cycles appliqués et on trouve ici : $A_n = 5.7 \pm 2.0 \mu\text{m}$ (ligne horizontale grise). Pour cette expérience, la profondeur de pénétration l_p est supérieure au rayon du tube ($l_p = 12 \text{ mm} \simeq 2R = 13 \text{ mm}$) ($H = 140 \text{ cm}$, $T = 2\pi/\omega = 2400 \text{ s}$ et $\Delta T = 26.5^\circ\text{C}$).

lieu aussi pour des cycles de température d'amplitude inférieure à 40°C , et qu'elle est d'autant plus rapide que l'amplitude des cycles est importante. L'accès à l'évolution de la hauteur de la colonne au cours d'un cycle nous a permis de montrer que la colonne vieillit au fur et à mesure des cycles de température. En particulier, lors des phases de température croissante, l'amplitude des dilatations de l'empilement est proportionnelle aux variations de température et le coefficient de proportionnalité associé croît comme le logarithme du nombre de cycles imposés. Au cours de ce processus, c'est toute la hauteur de la colonne de grains qui est mise en jeu, ce qui nous a permis de déduire une estimation du coefficient de dilatation thermique de l'empilement κ_g en fonction du nombre de cycles appliqués. Par ailleurs, dans la limite des cycles de faible amplitude, la compaction se produit par 'petits' sauts d'amplitude moyenne comparable au dixième de la taille des grains, séparés par des périodes au cours desquelles le niveau moyen de la colonne reste constant. L'observation de cette transition nous a permis de suggérer un mécanisme original pouvant expliquer le phénomène de compaction. Ce scénario, fondé sur l'existence de cisaillements à l'échelle des grains induits par les gradients de température, est en accord avec les travaux antérieurs (Clément et al., 1997; Géminard, 2003; Chen et al., 2006) et semble confirmer que la différence entre les coefficients de dilatation thermique des grains et du récipient n'est pas un ingrédient nécessaire pour observer de la compaction. Au contraire, la profondeur de pénétration l_p de l'onde thermique ainsi que les propriétés de surface des grains sont les paramètres pertinents du problème. Concluons en insistant sur le fait que des variations de température, contrôlées ou non (Clément et al., 1997; Mazoyer et al., 2006, 2009), sont une source de vieillissement, au sens large du terme, des matériaux granulaires. Au même titre que la présence d'humidité (Bocquet et al., 1998; Crassous et al., 1999; Bocquet et al., 2002), de contraintes sur l'empilement (Losert et al., 2000), ou de réactions chimiques entre les constituants granulaires (Gayvallet & Géminard, 2002), les variations de température sont à même de faire évoluer de façon irréversible les propriétés d'une assemblée de grains au cours du temps.

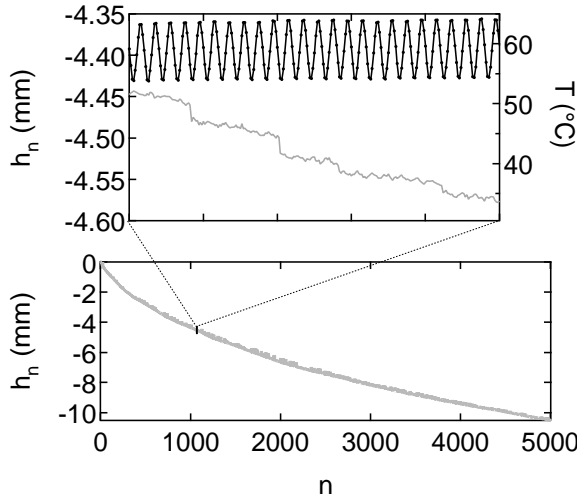


FIG. 3.18 – Évolution du niveau de la colonne h_n en fonction du nombre de cycles appliqués n . Le niveau de la colonne présente une allure qualitativement comparable à celle obtenue pour d'autres fréquences. **Insert :** agrandissement du comportement de h_n sur 24 cycles de température. On distingue à peine l'amplitude dont se dilate la colonne à chaque cycle qui ne peut donc être exploitée. La compaction s'effectue par une suite d'effondrements (marches d'escalier sur la figure) séparés dans le temps par des périodes d'écoulement continu (droites de pentes négatives) ($H = 140$ cm, $T = 2\pi/\omega = 150$ s et $\Delta T = 9.5^\circ\text{C}$).

3.6 Questions ouvertes et perspectives.

Nous pensons que ce travail ouvre et/ou remet au goût du jour un certain nombre de problématiques passionnantes que nous nous proposons de discuter dans cette section. Nous commençons par les projets directement issus de l'expérience que nous venons de décrire, puis nous nous en éloignerons progressivement.

Du rôle de la fréquence des cycles de température.

Dans les expériences que nous venons de présenter, la compaction est le résultat de la dilatation des grains comme du tube les contenant (Clément et al., 1997). Pour, d'une part, mieux cerner la contribution des parois sur le processus de compaction, et d'autre part tester l'hypothèse suivant laquelle le paramètre de contrôle de l'expérience est la profondeur de pénétration l_p , il est nécessaire de faire varier la fréquence des cycles de température pour une amplitude fixée. Le dispositif expérimental que nous avons utilisé n'est pas le mieux adapté pour ce faire, notamment parce que le protocole que nous utilisons pour construire les cycles de température ne permet pas de contrôler séparément l'amplitude et la fréquence des cycles (section 3.3.2). La forme des cycles de température est aussi modifiée lorsqu'on change la fréquence des cycles. Néanmoins, nous montrons l'effet de cycles de température de période différente de $T = 600$ s sur une colonne identique à celle présentée dans ce chapitre (hauteur $H = 140$ cm, diamètre des grains $d = 510 \mu\text{m}$).

▷ Pour une période de $T = 2400$ s, la profondeur de pénétration l_p correspondante est supérieure au rayon R du tube ($l_p = 12$ mm $\simeq 2R = 13$ mm). L'excitation est différente du cas où $l_p \simeq R$ puisque la température au centre de la colonne qui était constante dans ce cas, oscille à présent au cours du temps, et marque un retard sur l'oscillation du champ de température au bord du tube. On observe expérimentalement que l'évolution du niveau de la colonne est d'allure comparable au cas $T = 600$ s (pour une amplitude de chauffe comparable) étudié dans ce chapitre [Fig. 3.17 (a)]. Néanmoins, le processus de compaction semble ici plus efficace, puisque 350 cycles ont été suffisants pour atteindre l'altitude obtenue après un millier de cycles dans le cas $T = 600$ s. On peut lier cette observation au fait que l'effet du cisaillement en volume est plus important au sein d'un cycle, à cause de l'oscillation

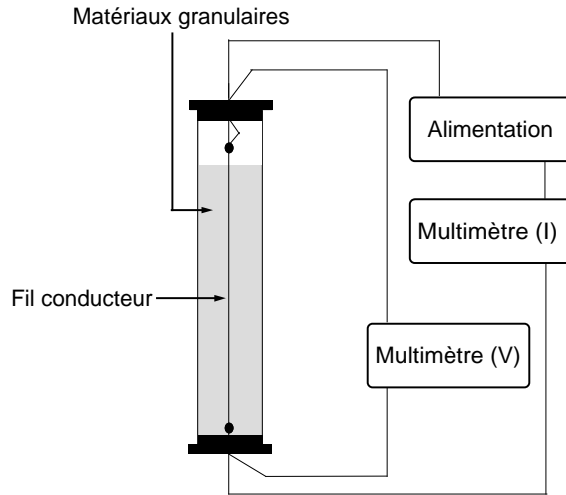


FIG. 3.19 – **Croquis du second dispositif expérimental.** Un fil conducteur tendu au centre de la colonne permet un chauffage des grains loin des parois. Une mesure 4 fils aux bornes du fil conducteur (indiquée par les points noirs sur le croquis) permet de remonter à sa résistance et donc à sa température. Selon qu'on choisisse une profondeur de pénétration supérieure ou inférieure au rayon du tube, le récipient subit ou ne subit pas de dilatation. Ce dispositif devrait permettre ainsi de découpler le processus de compaction dû à la dilatation des grains, du processus de compaction dû à la dilatation du récipient.

déphasée de la température au centre de la colonne. De plus, l'amplitude A_n des dilatations de la colonne à chaque cycle de température est indépendante du nombre de cycles appliqués sur la fenêtre temporelle explorée [Fig. 3.17 (b)], ce qui contraste fortement avec les résultats obtenus dans le cas $T = 600$ s (Fig. 3.13). Il est plus difficile d'expliquer cette dernière observation. Il est important de souligner que les cycles de température prennent ici la forme d'une charge/décharge de condensateur, et qu'il est nécessaire d'être prudent lorsqu'on veut les comparer aux résultats obtenus dans ce chapitre.

▷ Pour une période de $T = 150$ s, la profondeur de pénétration l_p correspondante est, dans ce cas, inférieure au rayon du tube R ($l_p = 3$ mm $<$ $R = 6.5$ mm), ce qui signifie que seuls les grains proches des parois du tube de verre sont soumis à des cycles de dilatation-contraction. On observe expérimentalement que la colonne se compacte par sauts et que ces derniers sont séparés dans le temps par des périodes d'écoulement continu (Fig. 3.18). Ce mode de compaction peut être interprété de la façon suivante : les grains du centre de la colonne forment un 'cœur solide' susceptible de glisser en bloc sous l'effet des réarrangements ayant lieu proche des parois²⁷.

Dispositif expérimental de deuxième génération.

Le dispositif expérimental utilisé par H. Gayvallet et J.-C. Géminard pour des expériences préliminaires rapportées dans (Géminard, 2003) est parfaitement adapté à faire varier indépendamment la fréquence et l'amplitude des cycles de température. Nous avons, en fin de thèse, remonté cette expérience qui est maintenant prête à fonctionner et dont les résultats feront l'objet d'une communication ultérieure. Donnons-en brièvement le principe (Fig. 3.19). Un fil conducteur (de diamètre typique 100 μ m), traversé par un courant imposé d'intensité I , est tendu au centre d'un tube de verre (diamètre 2 cm) rempli de grains (diamètre typique 500 μ m). La mesure simultanée de la tension aux bornes du fil permet d'avoir accès à la puissance fournie au milieu, ainsi qu'à la température du fil qu'on déduit de la valeur

²⁷Il est intéressant de souligner que l'évolution du niveau de la colonne sur quelques dizaines de cycles [Fig. 3.18 (insert)] rappelle fortement les courbes typiques d'évolution de la hauteur d'une monocouche de grains soumise à des avalanches internes, car posée sur un plan incliné dont l'angle avec l'horizontale augmente au cours du temps [voir la figure 3 dans (Scheller et al., 2006)]. Le mécanisme évoqué dans ce cas est aussi celui d'une compétition entre la formation d'arches stabilisantes et l'écoulement frictionnel gravitaire.

de la résistance $R_w = U/I$. L'ensemble de l'expérience est enfermé dans une boîte en bois à l'intérieur de laquelle un PID contrôle la température au dixième de degré²⁸. En faisant varier le courant I traversant le fil, on fait varier la température dans l'empilement. Ce montage présente l'avantage de pouvoir chauffer ou non le récipient suivant que la profondeur de pénétration fixée par la fréquence des cycles de température est supérieure ou inférieure au rayon du tube. Il permettra ainsi de tester l'influence des parois comme celle de la fréquence sur la dynamique de compaction. Ce montage sera aussi l'occasion de travailler avec un cycle de température sinusoïdal.

Sur ce nouveau dispositif, comme sur celui que nous avons présenté dans ce chapitre, il reste à faire varier un certain nombre de paramètres, comme cela a déjà pu être fait dans les expériences de granulaires vibrés, à savoir : la forme des grains (Villaruel et al., 2000; Lumay & Vandewalle, 2004; Ribière et al., 2005; Lumay & Vandewalle, 2006), leur rugosité de surface (Ludewig et al., 2004; Vandewalle et al., 2007), leur polydispersité (Kudrolli, 2004), etc ; mais aussi le rapport entre la taille des grains et le diamètre du récipient (Philippe, 2002). Il est par exemple intéressant de souligner que les rouleaux de convection qui se mettent naturellement en place dans un empilement de grains anisotropes vibrés (riz basmati) (Ribière et al., 2005, 2005), seront certainement absents si l'excitation des grains se fait par le biais de cycles de température. Quel peut alors être la dynamique de compaction d'un tel système soumis à des cycles de température ?

Quelques idées pour la route.

1. Dans ce chapitre, nous avons montré que dans la limite des cycles de température de faible amplitude, l'empilement de grains se compacte par sauts. Il pourrait être intéressant de localiser spatialement de tels événements. Plusieurs solutions expérimentales sont possibles. Tout d'abord, on remarque que lors de la plupart de ces effondrements, un son audible est émis²⁹. Des expériences préliminaires nous montrent que des microphones piézoélectriques [identiques à ceux utilisés dans (Garcimartín et al., 1997)] placés au contact du tube de verre détectent ces événements. L'utilisation de quatre de ces microphones espacés régulièrement le long de la colonne devrait donc permettre de localiser assez précisément les effondrements. Une autre solution consiste à imager la colonne à différentes altitudes et à faire de la corrélation d'images avant et après chaque effondrement. C'est la solution que nous avons choisi de développer sur le nouveau dispositif expérimental décrit précédemment. Cinq webcams (Quickcam pro 9000, Logitech) prennent successivement une photo d'une fraction de la colonne ; on a donc la possibilité de savoir dans quelle(s) partie(s) de la colonne se produisent les effondrements ; le déplacement cumulé sur l'ensemble des webcams nous permet de remonter à la diminution totale de hauteur au cours du temps.
2. Il existe un pendant de notre expérience dans le cadre des phénomènes naturels. En effet, il a été constaté que les grosses pierres enterrées, peuvent se déplacer dans le sol lorsque ce dernier est soumis à des cycles de gel et de dégel³⁰. Leur sens de déplacement est lié à la compacité de la terre environnante (Wang et al., 2007) et il a été montré

²⁸Noter que de cette façon ce nouveau dispositif s'affranchit des variations de température de la pièce, desquelles nous étions tributaires dans la limite des cycles de faible amplitude (section 3.3.2). Ce contrôle de température nous permettra donc d'aller sonder le comportement de l'empilement pour des cycles d'amplitude inférieure au degré.

²⁹Lire par exemple l'introduction de (Dhoriyani et al., 2006) pour une revue récente sur le son émis lors de la vidange d'un tube rempli de grains.

³⁰Lire (Viklander, 1998) pour une revue du phénomène.

dans des expériences de laboratoire que ces pierres ont tendance à s'enfoncer dans un sol lâche, et à remonter dans un sol plus compact (Viklander, 1998). Il pourrait être pertinent, de façon générale, de se poser la question du comportement d'un intrus (bille de grosse taille) dans un milieu granulaire cyclé en température, et de comparer les résultats au fameux "*Brazil nut effect*" [pp 212-213 (Kudrolli, 2004) et (Ulrich et al., 2007)]. Notre expérience s'y prête particulièrement bien.

3. De manière plus générale, il pourrait être pertinent de s'intéresser à la propagation de fronts de température dans un milieu granulaire³¹. Dans un premier temps, une expérience 2D et horizontale, comme celle décrite dans (Marty & Dauchot, 2005), serait probablement la mieux adaptée. D'abord parce qu'elle aurait l'avantage de permettre un contrôle de la densité de grains, ensuite parce que l'observation directe des réarrangements induits par le passage d'un front permet d'avoir accès à un grand nombre d'informations comme le lieu des réarrangements, leur fréquence, l'existence (ou non) de mouvements d'ensemble, etc. Ce dispositif serait aussi l'occasion de poursuivre une analyse fine des réorganisations dans la colonne à l'échelle du grain (Slotterback et al., 2008), et par la même occasion le parallèle entre les solides amorphes et les milieux granulaires récemment débuté (Utter & Behringer, 2008; Crassous et al., 2009). Dans un deuxième temps, une expérience 3D fonctionnant sur le principe de la tomographie de rayon X (Richard et al., 2003), ou l'absorption de rayons γ [(Philippe, 2002), chapitre 4] permettrait d'acquérir de précieuses informations sur l'évolution de l'empilement en volume sous l'effet des cycles de température.
4. Terminons ces perspectives en mentionnant qu'une utilisation conjuguée de secousses régulières (ou d'injection périodique d'air) et de cycles de température pourrait permettre de tester plus avant le cadre statistique proposé par S. Edwards (Makse et al., 2004; Richard et al., 2005). En effet, plusieurs résultats expérimentaux laissent à penser que la compaction d'une colonne de grains sous l'effet de secousses régulières (ou d'injection périodique d'air) permet d'atteindre un état de compaction final pouvant être décrit comme un 'véritable état thermodynamique' dans le cadre de cette théorie (Schröter et al., 2005; Ribière et al., 2007). Il pourrait être pertinent d'essayer de pousser le système de grains hors équilibre à l'aide de lentes variations de température venant se superposer à l'injection périodique d'énergie mécanique.

³¹Notons qu'il existe à ce sujet des prédictions de P.-G. de Gennes à ce jour non vérifiées expérimentalement (de Gennes, 1999).

Chapitre 4

Cisaillement plan d'une couche de grains immergée.

"Jean, lorsque le patin bouge, c'est qu'il est en mouvement !"

Jean-Christophe Géménard

"Et réciproquement."

Jean-Louis Barrat

-en réponse à une remarque de Jean Rajchenbach, Paris, le 31 Octobre 2008-

Sommaire

4.1	Introduction.	60
4.1.1	Problématiques & plan du chapitre.	61
4.2	Dispositif expérimental.	62
4.2.1	Généralités.	62
4.2.2	Quelles observables ?	63
4.3	Mesure du coefficient de friction dans la limite quasi-statique.	65
4.3.1	Notion de coefficient de friction.	66
4.3.2	Extension de la loi d'Amontons (1699) - Coulomb (1776).	66
4.3.3	Discussion.	67
4.4	Mesure de la dilataance d'une couche précisailée.	69
4.4.1	Protocole expérimental.	69
4.4.2	Résultats.	70
4.5	Quelques résultats sur les fluctuations.	72
4.5.1	Précautions expérimentales & traitement des données.	72
4.5.2	Fluctuations de force.	73
4.5.3	Fluctuations de dilataance.	76
4.6	Conclusions.	78
4.7	Questions ouvertes et perspectives.	79

▷ **Friction and dilatancy in immersed granular matter,**

T. Divoux & J.-C. Géménard, *Physical Review Letters* **99**, 258301 (2007).

4.1 Introduction.

Dans le cas d'un écoulement granulaire dense, et suffisamment rapide, il existe dorénavant une description physique satisfaisante en terme d'un *bon paramètre* sans dimension¹, I . Ce dernier est construit comme le rapport de deux échelles de temps : un premier temps t_m microscopique est défini comme le temps nécessaire à un grain de masse volumique ρ pour parcourir une distance de l'ordre de sa taille d sous l'effet de la pression de confinement P imposée :

$$\rho d^3 \frac{d}{t_m^2} \sim P d^2 \text{ i.e., } t_m \equiv d \sqrt{\frac{\rho}{P}} \quad (4.1)$$

Le second temps est quant à lui fixé par l'écoulement et s'identifie de façon naturelle à l'inverse du taux de cisaillement $\dot{\gamma}^{-1}$. Ainsi, pour un écoulement de grains non cohésifs, on a $I = \dot{\gamma} \cdot d \sqrt{\rho/P}$. Cette approche a le bon goût de permettre de décrire l'évolution de deux paramètres clef d'un empilement de grains : le coefficient de friction effectif défini comme $\mu(I) \equiv \tau/P$ où τ désigne la contrainte de cisaillement, et la dilatance. Ainsi, il a été vérifié expérimentalement (GDR MiDi, 2004) et numériquement (da Cruz et al., 2005; Hatano, 2007a, 2007b) que, sur une large gamme de valeurs de ce paramètre, toutes les mesures du coefficient de friction μ se placent sur une courbe maîtresse $\mu(I)$ (Fig. 4.1). Cette courbe, en plus d'être indépendante de la géométrie dans laquelle est effectuée la mesure, a été étendue au cas des écoulements granulaires immergés (Fig. 4.1), à condition de redéfinir correctement le nombre inertiel². Lorsque l'écoulement devient lent, puis quasi-statique (ce qui correspond à la limite $I \rightarrow 0$), on peut se poser la question de savoir quelle est la pertinence d'un tel nombre pour décrire l'écoulement. En effet, une des caractéristiques des écoulements lents est leur caractère fortement instationnaire et les échelles de temps que nous avons soulignées précédemment ne sont plus vraiment pertinentes comme l'ont très bien illustré Komatsu et al. (2001). On sent donc bien à quel point il peut être difficile de construire un nombre sans dimension comme rapport de deux temps pour ce type d'écoulement. Par exemple, en ne considérant que la seule géométrie plane et le cas d'un milieu granulaire immergé, on constate que pour une même plage de faibles valeurs du nombre inertiel on trouve dans la littérature des valeurs correspondantes disparates du coefficient de friction : $\mu \simeq 0.43$ pour $I \simeq 4.10^{-3}$ (Cassar et al., 2005), $\mu \simeq 0.23$ (Géminard et al., 1999; Losert et al., 2000) et $\mu \simeq 0.54$ (Siavoshi et al., 2006) pour $I \simeq 2 \times 10^{-4}$. Cet étalement du coefficient de friction dans une gamme de valeurs pour laquelle on s'attend a priori à l'indépendance de μ avec I (da Cruz et al., 2005) soulève la question de savoir de quoi dépend réellement le coefficient de friction dans la limite $I \rightarrow 0$. En particulier, il pourrait être pertinent de tester expérimentalement la dépendance du coefficient de friction effectif μ avec chacun des paramètres physiques utilisés pour construire le nombre inertiel : pression de confinement, taille des grains, etc. De plus, dans cette limite quasi-statique et frictionnelle ($Le < 1$)³ les grains sont en permanence au contact et on peut facilement imaginer que les propriétés de surface des grains, de même que l'évolution des propriétés géométriques du tas (dilatance) vont jouer un rôle clef sur la rhéologie du matériau. En conséquence, une mesure de la dilatance permettrait d'obtenir des

¹Cette approche a été récemment étendue avec succès à la description de la rhéologie d'un autre type de fluide complexe : les mousses (Möbius et al., 2009).

²Le temps microscopique pertinent peut dans ce cas faire intervenir l'inertie du grain ou la viscosité du fluide suivant le régime d'écoulement que l'on considère (Courrech du Pont et al., 2003; Cassar et al., 2005). Dans le régime visqueux qui est celui que nous considérerons dans la suite du chapitre, on a $I = I_v = \dot{\gamma} \eta / (\alpha P)$, où α désigne la porosité du milieu, η la viscosité du fluide interstitiel et P la pression de confinement imposée au matériau granulaire (Cassar et al., 2005).

³ Le désigne le nombre de Leighton. Ce nombre sans dimension compare les effets des forces de lubrification à celle de friction et par définition : $Le = \eta_s \dot{\gamma} / \sigma$, où η_s désigne la viscosité du fluide interstitiel seul (Coussot & Ancey, 1999).

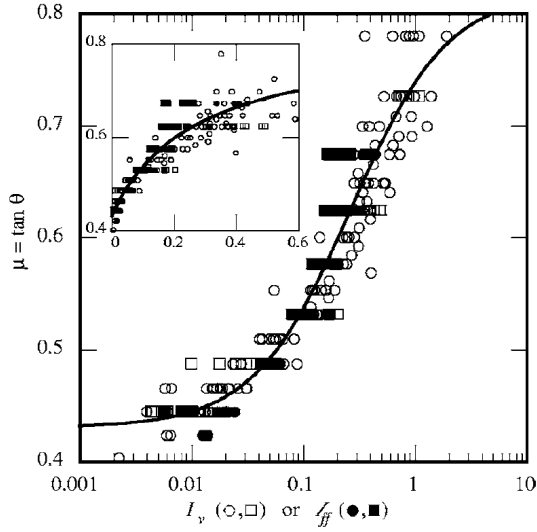


FIG. 4.1 – **Coefficient de friction en fonction du nombre inertiel.** Toutes les mesures ont été obtenues à l’aide d’écoulements gravitaires. Les symboles pleins (resp. ouverts) correspondent à des mesures du coefficient de friction obtenues avec des grains secs (resp. immergés). L’ajustement des données correspond à la fonction suivante : $\mu(I) = \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1)/(I_0/I + 1)$, où μ_1 , μ_2 et I_0 sont des paramètres ajustables. Ici, $\mu_1 = 0.43$, $\mu_2 = 0.82$ et $I_0 = 0.27$. **Insert :** même jeu de données en échelle linéaire. Extrait de (Cassar et al., 2005).

informations sur la rhéologie du matériau au seuil d’écoulement. Rappelons ici que celle-ci a été évaluée essentiellement pour des empilements secs (Thompson & Grest, 1991; Lubert & de Ryck, 2001; GDR MiDi, 2004; Coste, 2004) mais reste très peu discutée dans le cas immergé (Géminard et al., 1999; Lacombe et al., 2000).

4.1.1 Problématiques & plan du chapitre.

Nous avons choisi de travailler avec un dispositif de cisaillement plan déjà utilisé par d’autres auteurs pour l’étude des milieux granulaires (Nasuno et al., 1997, 1998; Géminard et al., 1999; Losert et al., 2000; Géminard & Losert, 2002). Ce dispositif présente l’avantage d’aller explorer une gamme de valeurs plus faibles du nombre inertiel ($I \leq 10^{-3}$) que celle accessible par les écoulements gravitaires (Cassar et al., 2005; Pouliquen et al., 2006). Un patin posé à la surface d’une couche de grains cisaille cette dernière à contrainte normale imposée⁴. Ce dispositif permet d’avoir accès d’une part à la force de friction effective entre le patin et la couche, et donc au coefficient de friction effectif de la couche. Il permet d’autre part une mesure de la dilatance de la couche cisailée (Géminard et al., 1999). Nous cisailons un matériau granulaire immergé. L’utilisation d’un fluide interstitiel permet d’éviter un certain nombre d’écueils expérimentaux comme nous le justifions dans ce chapitre; c’est aussi le cas qui a certainement été le moins étudié expérimentalement et qui mérite donc toute notre attention. Les questions que nous abordons sont les suivantes :

▷ Dans la limite des faibles vitesses de cisaillement et donc des faibles valeurs du nombre inertiel ($I \leq 10^{-3}$), on pose la question de la dépendance du coefficient de friction effectif $\mu = \sigma/P$ avec les différents paramètres expérimentaux : taille des grains, viscosité du fluide interstitiel, etc.

▷ Nous allons ensuite considérer les fluctuations de la force de friction entre le patin et la couche de grains, de même que les fluctuations d’altitude du patin. Nous imposerons notamment des contraintes normales beaucoup plus faibles que celles imposées par Miller et al. (1996) sur des grains secs ce qui permettra d’étudier les propriétés des fluctuations de force lorsque les fluctuations d’altitude du patin ne peuvent être négligées.

⁴Par opposition à la condition de volume imposé discutée au chapitre 2.

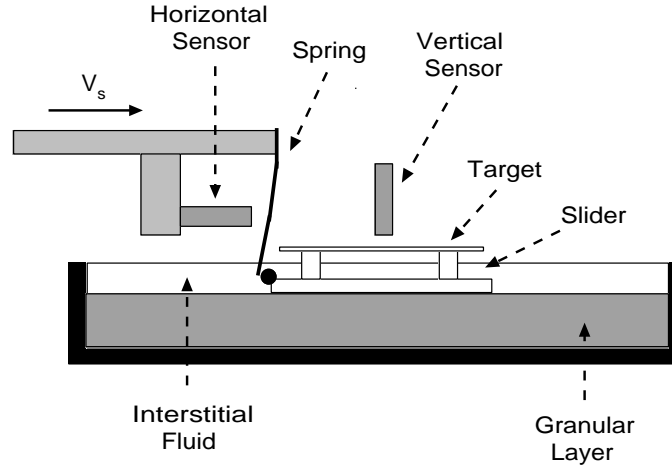


FIG. 4.2 – **Croquis du dispositif expérimental.** Une lame ressort (raideur k), montée sur un bras se déplaçant à vitesse imposée v_s , pousse un patin posé à la surface d'une couche de grains plane et horizontale. Le patin, par son poids, impose une contrainte normale à l'empilement qui est libre de se dilater. Les grains comme le patin sont immergés. Deux capteurs inductifs permettent de mesurer, d'une part la force de friction entre la patin et la couche de grains (déflexion de la lame ressort), et d'autre part l'altitude du patin dans le référentiel du laboratoire.

4.2 Dispositif expérimental.

4.2.1 Généralités.

Notre dispositif expérimental (Fig. 4.2) est inspiré par celui développé par Baumberger et al. (1994) pour l'étude de la friction solide, et très similaire à celui décrit dans (Géminard et al., 1999; Losert et al., 2000). Un lit composé de billes de verre⁵ [de diamètre d (Fig. 4.3) et fournies par Matrasur Corp.] repose dans une cuve parallélépipédique étanche (dimension : $25 \times 10 \times 4.5 \text{ cm}^3$). Ce lit est noyé dans un fluide newtonien (de viscosité dynamique η et de masse volumique ρ) de façon à étudier la rhéologie de l'ensemble {fluide+grains}⁶. Les fluides utilisés sont de l'eau ($\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$), de l'eau sucrée ($1 < \eta < 76 \text{ mPa}\cdot\text{s}$) et des huiles silicone⁷ ($71 < \eta < 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$, fournies par Rhodorsil).

Un patin parallélépipédique (de masse $m = 36.2 \text{ g}$, de dimension typique $(L = 76.5) \times (l = 53) \times (e = 5) \text{ mm}^3$, fait de PMMA) sous lequel on a pris soin de coller une monocouche de billes de verre, repose sur la couche immergée⁸. Ce patin est intégralement noyé dans le liquide et va servir à cisailer la couche de grains à contrainte normale moyenne imposée⁹. Une bille d'acier collée à l'extrémité du patin permet de pousser ce dernier à l'aide d'une lame

⁵L'épaisseur de ce lit est toujours supérieure ou égale à 10 diamètres de grains de façon à ce que la couche cisailée ne soit pas limitée par le fond de la cuve et que les effets de bord ne soient pas mis en jeu (Siavoshi et al., 2006). Nous avons vérifié que les résultats présentés dans ce chapitre sont identiques quand une monocouche de billes est collée au fond de la cuve.

⁶Les conditions d'humidité ambiante ne joue donc ici aucun rôle (Bocquet et al., 1998, 2002)

⁷La viscosité du fluide considéré est systématiquement mesurée avant toute expérience à l'aide d'un viscosimètre de Ubbelohde.

⁸Sauf mention contraire, les billes collées sous le patin sont issues du lot de grains de diamètre moyen $451 \mu\text{m}$; voir Fig. (4.3).

⁹Celle-ci est fixée par la valeur du poids du patin auquel il est nécessaire de soustraire la contribution de la poussée d'Archimède et une éventuelle contribution de la force visqueuse associée aux montées ou descentes du patin.

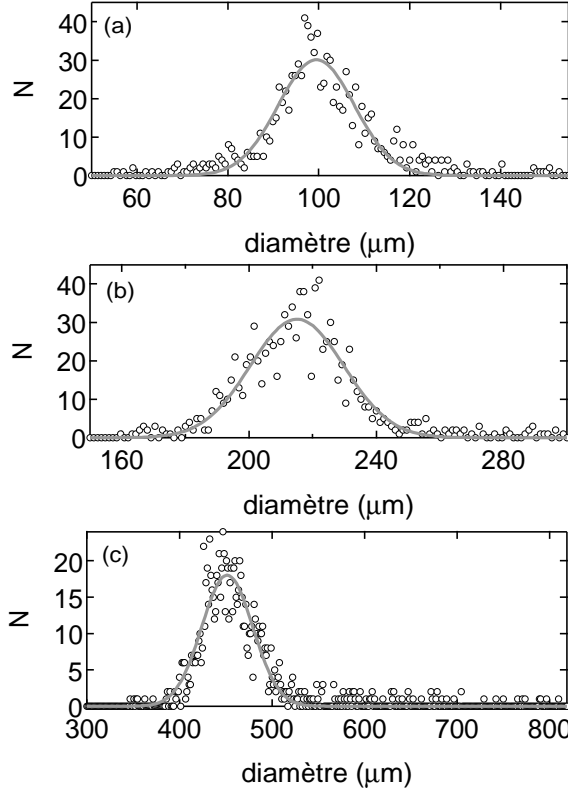


FIG. 4.3 – **Histogramme des diamètres des trois lots de grains utilisés dans ce chapitre.** Chaque lot a été obtenu en tamisant durant une journée des grains directement fournis par Matrasur Corp. (billes de verre vendues par sac de 75-150 μm , 150-250 μm et 425-600 μm). Chaque histogramme est ensuite établi en déterminant le diamètre de 1100 grains sous microscope. Les trois lots (a), (b) et (c) ont pour taille caractéristique respective : $d = (100 \pm 11)$, (215 ± 20) et (451 ± 40) μm ; Ces valeurs correspondent respectivement au centre et à la largeur d'une fonction gaussienne utilisée pour ajuster chacune des courbes. On note que cette méthode nous permet de travailler avec une dispersion relative constante de 10%.

ressort¹⁰ (de raideur $k \simeq 100 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$) solidaire d'un bras mécanique reposant sur une platine de translation micrométrique (Newport). La vitesse de déplacement v_s de cette platine est imposée, et contrôlée, à l'aide d'un moteur pas-à-pas qui permet de travailler dans la gamme de vitesses suivante : $0.1 < v_s < 200 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette gamme de paramètres correspond à un nombre inertiel $I = \dot{\gamma}\eta/(\alpha P)$ compris entre 2.10^{-4} et 10^{-2} , en prenant pour la porosité du matériau $\alpha = 10^{-2}$ (Cassar et al., 2005).

4.2.2 Quelles observables ?

Ce dispositif est construit dans le but d'avoir accès, d'une part, à la force de friction entre la couche de grains et le patin, et d'autre part, à la position verticale relative du patin dans le référentiel du laboratoire, et donc à la dilatance de la couche de grains. Détaillons la manière dont on peut avoir accès à ces deux observables.

(i) La déflexion de la lame ressort, δx , comptée à partir de sa position de repos permet d'avoir accès, en régime stationnaire, à la composante tangentielle de la force de frottement entre la couche de grains et le patin. En effet, la position, X , du patin dans le référentiel du laboratoire est donnée par : $X(t) = v_s t - \delta x$. Le théorème de la résultante cinétique appliqué au patin et projeté horizontalement s'écrit :

$$m\ddot{X} = -k(X - v_s t) - C_x \dot{X} + F_t \quad (4.2)$$

où C_x désigne le coefficient de dissipation visqueuse associé à la progression horizontale du patin, et F_t la force tangentielle de friction qu'exerce la couche de grains sur le patin. En régime

¹⁰Le contact entre la bille et la lame est quasi-ponctuel ce qui permet d'imprimer un mouvement de translation au patin sans lui appliquer de couple déstabilisant.

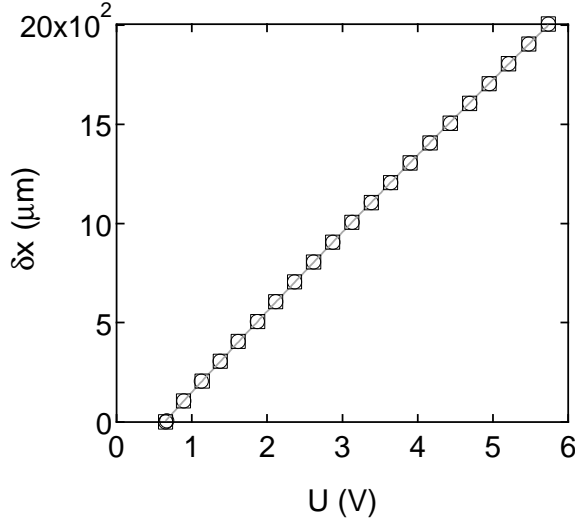


FIG. 4.4 – **Relation entre la déflexion δx de la lame ressort et la tension mesurée par le capteur inductif.** La relation entre la déflexion de la lame et la tension délivrée par le capteur inductif est linéaire. Un aller-retour ne révèle aucune hystérésis. Noter qu'en l'absence de toute déflexion de la lame, la tension donnée par le capteur inductif n'est pas nulle : c'est (en partie) la signature de la présence de la bille métallique collée sur le patin. Il est donc essentiel de vérifier l'étalonnage $\delta x(U)$, dès qu'on introduit une modification ayant trait à la bille collée sur la patin.

stationnaire et continu (i.e. hors du régime de 'stick-slip'), et en négligeant la dissipation visqueuse associée au déplacement horizontal du patin¹¹, il vient finalement que :

$$F_t = k(X - v_s) = k \delta x \quad (4.3)$$

ce qui justifie le fait que k et δx suffisent à évaluer la composante tangentielle des forces de contact du patin sur la couche. Notons d'emblée que de la mesure de F_t , connaissant la masse du patin, on en déduit une mesure du coefficient de friction dynamique effectif¹² de la couche de grains, défini comme $\mu \equiv \bar{F}_t/mg$, où m désigne la masse réduite du patin tenant compte de la poussée d'Archimède. Précisons comment remonter à la raideur k de la lame et à sa déflexion δx au cours du temps.

- La constante de raideur de la lame est déterminée expérimentalement à l'aide du dispositif suivant : une fois la lame ressort installée sur le bras¹³, ce dernier est détaché du montage et fermement maintenu en position verticale sur un support. La lame ressort, alors horizontale est poussée à l'aide d'une bille¹⁴ fixée à un capteur de force. Cette bille est déplacée à l'aide d'une platine micro-contrôle ; la relation force-déplacement obtenue permet de remonter à la constante de raideur k avec une précision relative de 1%. Les valeurs typiques¹⁵ de la raideur des lames utilisées sont de l'ordre de $100 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$ (elles sont indiquées en légende des graphiques concernés).
- La déflexion de la lame ressort δx est mesurée quant à elle à l'aide d'un capteur inductif¹⁶ ('non-contact gauging system', Electrocorp. EMDA053). Ce dernier délivre une

¹¹Ceci est tout à fait raisonnable, puisque pour les plus grandes viscosités utilisées et les plus grandes vitesses de déplacement, on a au mieux $C_x \dot{X} \sim \eta \sqrt{e \cdot l} v_s \sim 0.1 \text{ mN}$, qui est négligeable face à $k \delta x \sim 10 \text{ mN}$.

¹²Rappelons que des grains sont collés sous le patin pour éviter tout glissement à la paroi.

¹³Celle-ci est pincée à son extrémité entre deux pièces métalliques ; la longueur de lame utile est modifiable à souhait mais nécessite un nouvel étalonnage comme celui que nous décrivons, pour chaque nouvelle position de lame.

¹⁴Cette bille est identique à celle collée sur le patin, et vient au contact de la lame ressort à l'endroit utilisé au cours de l'expérience.

¹⁵On choisit la valeur de k de telle manière que le patin soit en régime de glissement continu (et non de stick-slip) sur toute la gamme de vitesse accessible [voir la figure 12 de (Lacombe et al., 2000)].

¹⁶La partie active de ces capteurs est une bobine, intégrée à un oscillateur électronique. La présence d'un objet métallique à proximité de la bobine modifie la trajectoire des lignes de champ et la fréquence de résonance du circuit dans laquelle elle est insérée. La mesure de l'écart entre la fréquence de résonance en présence de la lame et en son absence est alors convertie en une distance.

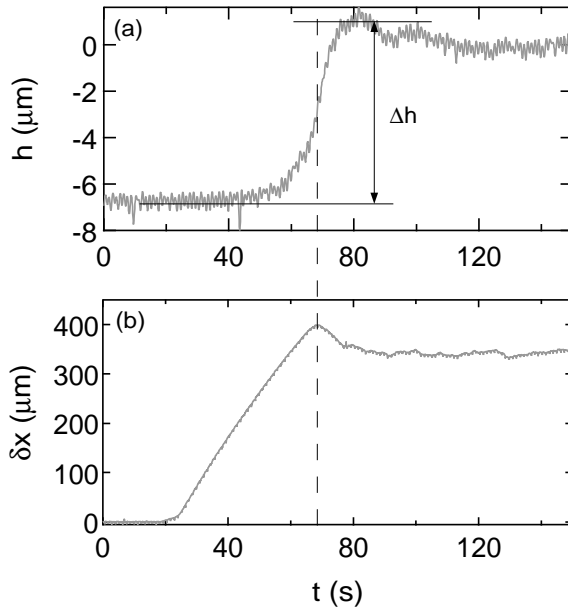


FIG. 4.5 – (a) Évolution de l'altitude relative, h , du patin en fonction du temps t . La dilatance Δh est définie sur le graphe comme la variation d'altitude du patin lors de sa mise en mouvement. (b) Évolution de la déflexion de la lame ressort δx en fonction du temps t . Initialement la lame ressort est au contact du patin. Lorsqu'on impose la vitesse du bras portant la lame, le patin reste immobile et la déflexion de la lame croît quasi-linéairement avec le temps jusqu'à ce que la composante tangentielle de la force de friction entre le patin et la couche dépasse le seuil de mise en mouvement des grains du lit. Noter que la force de friction est maximale lorsque la vitesse de montée du patin est maximale.

tension continue (0 – 10 V) en fonction de la distance entre la lame et l'extrémité du capteur (distance de travail : 1 mm environ) (Fig. 4.4) ; le niveau de bruit typique est de 10 mV (soit 1 μm) et une fois le signal moyenné, la résolution finale atteint 0.1 mV (soit 0.1 μm). Le signal est enregistré à la fréquence de 1 kHz par le biais d'une carte d'acquisition *National Instruments* reliée à un ordinateur. Les fichiers sont ensuite analysés à l'aide de deux logiciels (Matlab R2008a et IGOR PRO 4.0, WaveMetrics).

(ii) Les variations de dilatance de la couche de grains se traduisent par des variations d'altitude du patin. Elles sont obtenues à l'aide d'un capteur inductif, fixe dans le référentiel du laboratoire, dont l'étalonnage et le fonctionnement sont identiques à celui détaillé précédemment. Un morceau de réglet métallique sert ici de cible métallique : il est fixé sur le patin et défile sous le capteur lorsque le patin progresse à la surface de la couche de grains (Fig. 4.2). Ce dispositif permet ainsi d'avoir accès aux variations l'altitude du patin dans le référentiel du laboratoire¹⁷.

4.3 Mesure du coefficient de friction dans la limite quasi-statique.

Dans cette section, nous montrons dans un premier temps qu'on peut définir un coefficient de friction dynamique effectif. Ce résultat, déjà connu dans le cas où le fluide interstitiel est de l'eau (Géminard et al., 1999) est étendu à une gamme de fluide de plus grande viscosité. Dans un deuxième temps, nous nous proposons de tester la dépendance du coefficient de friction dynamique μ dans la limite quasi-statique, avec les différents paramètres de l'expérience : avec les paramètres traditionnels de la friction solide (surface et vitesse du patin), mais aussi avec les paramètres propres à cette expérience granulaire (la taille des grains et la viscosité du fluide interstitiel).

¹⁷Puisque la cible défile sous le capteur, l'enregistrement est sensible à l'inclinaison de la cible et à sa forme propre. Pour des expériences se déroulant sur l'ensemble de la longueur de la cible, il est nécessaire de soustraire ces deux contributions qu'on peut évaluer en poussant au préalable le patin sur une surface solide.

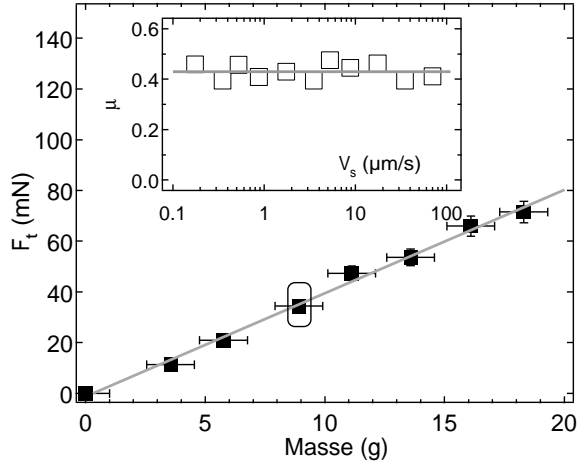


FIG. 4.6 – Valeur moyenne de la composante tangentielle de la force de friction $\bar{F}_t = k \delta \bar{x}$ en régime stationnaire en fonction de la masse du patin. Ces deux grandeurs sont proportionnelles, ce qui permet de définir un coefficient de friction dynamique effectif, par $\mu \equiv \bar{F}_t/mg$. La pente donne ici $\mu = 0.41 \pm 0.02$. **Insert** : Valeur du coefficient de friction μ en fonction de la vitesse v_s dans les mêmes conditions expérimentales pour la valeur de la masse du patin entourée sur le graphe principal. Le coefficient de friction est indépendant de la vitesse sur toute la gamme de valeurs accessible. Les barres d'erreur sont données par la taille des symboles ($v_s = 3.5 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $d = 451 \mu\text{m}$, $\eta = 500 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $k = 129 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$)

4.3.1 Notion de coefficient de friction.

Une expérience typique se déroule de la manière suivante : on lisse délicatement la couche de grains à l'aide d'un barreau métallique que l'on passe deux fois (aller-retour) au sommet du lit de grains. On dépose le patin, qui peut prendre quelques instants à s'enfoncer dans le fluide pour atteindre la couche de grains suivant la valeur de la viscosité du fluide. On dépose enfin un lest (un ou deux boulons de masse connue) au centre du patin ce qui fixe la valeur de la contrainte normale imposée à la couche de grains pour la durée de l'expérience.

Initialement le patin est immobile, en contact avec la lame ressort. On impose alors la vitesse v_s de la platine portant la lame. Cette dernière fléchit alors que le patin reste immobile. Lorsque la force imposée par la lame atteint le seuil de mise en mouvement des grains de la couche, l'empilement se dilate et le patin se soulève [Fig. 4.5 (a)], et se met en mouvement dans le plan horizontal [Fig. 4.5 (b)]. Une fois ce régime transitoire passé, la déflexion de la lame fluctue autour d'une valeur moyenne bien définie qui ne dépend que de la masse du patin et permet de définir sans ambiguïté un coefficient de friction dynamique par $\mu \equiv \bar{F}_t/mg$, où le symbole \bar{F}_t désigne la valeur moyenne de la composante tangentielle de la force de friction. En effet, on constate que \bar{F}_t est directement proportionnelle à la masse du patin (Fig. 4.6), et est indépendante de sa vitesse v_s [Fig. 4.6 (insert)]. Ces résultats, en accord avec les travaux précédent de Géminard et al. (1999), étendent leur validité sur une gamme plus large de viscosité. De plus, nous avons vérifié qu'à l'instar du cas où la couche de grains n'est pas immergée (Géminard & Losert, 2002), la valeur du coefficient de friction ne dépend pas ou peu de la surface du patin [Tab. 4.1 (haut)]. Celle-ci dépend en revanche du rapport entre la taille des grains collés sous le patin et ceux présents dans la couche libre. Ainsi, le coefficient de friction diminue lorsque les grains collés sous le patin sont plus petits que ceux présents dans la couche [Tab. 4.1 (bas)].

4.3.2 Extension de la loi d'Amontons (1699) - Coulomb (1776).

Nous avons répété cette démarche de mesure du coefficient de friction, en faisant varier la taille des billes de verre ($d = 100, 215$ et $450 \mu\text{m}$), ainsi que la viscosité du fluide ($1 < \eta < 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Il en ressort que sur la gamme des paramètres explorée, le coefficient de

S (mm ²)	53×24	53×51	76×53
μ (μm)	0.38 ± 0.02	0.42 ± 0.02	0.38 ± 0.02
d (μm)	100	215	451
μ (μm)	0.33 ± 0.02	0.38 ± 0.02	0.37 ± 0.02

TAB. 4.1 – **(Haut) : Valeurs du coefficient de friction μ obtenues pour différentes valeurs de la surface S du patin.** On constate que le coefficient de friction n'est pas très sensible à la valeur de S (Grains de diamètre 100 μm immergés dans de l'eau sucrée de viscosité $\eta = 4.3$ mPa.s). **(Bas) : Valeurs du coefficient de friction obtenues pour différents diamètres de grains collés sous le patin.** Les grains libres dans la couche sont issus du lot 215 μm et sont immergés dans de l'eau. Le coefficient de friction diminue lorsque les grains collés sous le patin sont plus petits que ceux présents dans la couche.

friction est constant, indépendant de ces deux paramètres. Le coefficient de friction étant de plus indépendant de la vitesse imposée v_s , on a choisi de rapporter la dépendance μ avec un nombre de Reynolds construit sur le diamètre des billes d , la vitesse imposée v_s et la viscosité cinématique du fluide $\nu \equiv \eta/\rho$ (Fig. 4.7). On estime $\mu = 0.38 \pm 0.03$. Ce résultat constitue en quelque sorte une extension de la loi d'Amontons-Coulomb dans le cas où le support est un milieu granulaire immergé.

4.3.3 Discussion.

Il y a deux points à discuter : l'indépendance du coefficient de friction effectif avec la viscosité du fluide interstitiel et la taille des grains d'une part, et la valeur moyenne que nous mesurons indépendamment de ces deux paramètres d'autre part.

▷ Dans la limite quasi-statique, le coefficient de friction effectif mesuré en géométrie plane, est indépendant de la taille des grains d et de la viscosité du fluide interstitiel η . Ce dernier résultat est en accord avec un certain nombre de constats expérimentaux obtenus dans différentes géométries comme ceux de Jain et al. (2004) soulignant la faible influence de la valeur de la viscosité du fluide dans les écoulements en tambour tournant. Ces deux résultats prolongent surtout ceux obtenus par Cassar et al. (2005) sur un plan incliné. En effet, en semi-log, l'allure de la courbe $\mu(I)$ présente une forme de S (Fig. 4.1) et tous nos résultats expérimentaux (Fig. 4.7) se positionnent sur une droite horizontale venant prolonger cette figure pour les basses valeurs du nombre inertiel ($I < 10^{-2}$) : dans la limite des écoulements quasi-statiques, le coefficient de friction ne dépend pas du nombre inertiel. Ce résultat avait déjà été observé numériquement sur des grains secs [voir la figure 17 de (da Cruz et al., 2005)]. Nous étendons ici ce résultat au cas immergé et montrons de plus - et c'est un des points importants du chapitre - que le coefficient de friction est indépendant d'une partie des grandeurs servant à construire le nombre inertiel : v_s , η et d . Ceci a notamment pour conséquence de rendre μ fonction de la géométrie dans laquelle on effectue la mesure. Une illustration numérique récente de ce résultat a été récemment fournie par Koval et al. (2009). Ces derniers montrent notamment que $\mu(I)$ est une fonction croissante dans la gamme quasi-statique [voir la figure 19 de (Koval et al., 2009)] et qu'elle ne se superpose pas aux résultats obtenus en cisaillement plan (da Cruz et al., 2005).

▷ Nous en venons donc naturellement à discuter la valeur moyenne de μ que nous mesurons : $\mu = 0.38 \pm 0.03$. Cette valeur est supérieure à celle ($\mu = 0.23$) rapportée par Gémard et al. (1999) pour une configuration expérimentale et des billes très similaires aux nôtres.

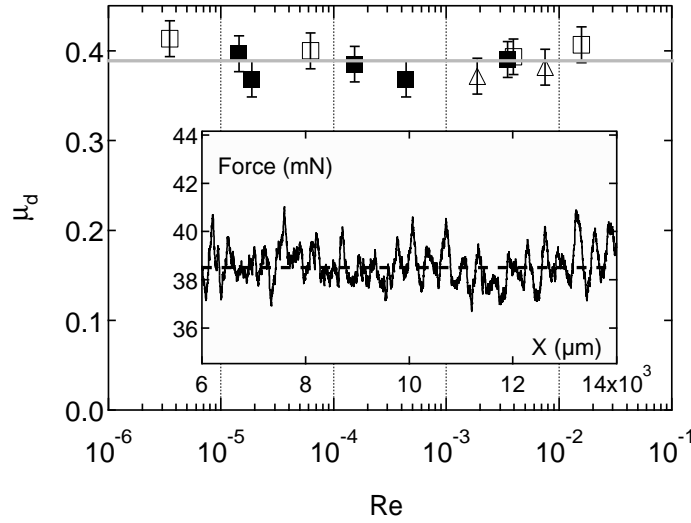


FIG. 4.7 – Coefficient de friction dynamique fonction du nombre sans dimension Re . Le nombre de Reynolds $Re \equiv dv_s/\nu$ est construit sur la taille des grains d , la vitesse du patin v_s et la viscosité cinématique du fluide interstitiel $\nu \equiv \eta/\rho$. On rapporte ici des données pour trois tailles de grains d : \blacksquare : $100 \mu\text{m}$; \triangle : $215 \mu\text{m}$ et \square : $451 \mu\text{m}$ (La viscosité du fluide η varie de 1 à 500 mPa.s). Sur une large gamme de valeur de Re , le coefficient de friction est constant. **Insert** : Force de friction tangentielle entre le patin et les grains de la couche : $F_t = k\delta x$, en régime stationnaire. La valeur moyenne de F_t permet de définir un coefficient de friction dynamique (voir texte). Les fluctuations de F_t sont discutées au paragraphe 4.5. ($v_s = 8.8 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ et $m = 10.1 \text{ g}$.)

Cette valeur diffère aussi de celle rapportée par Siavoshi et al. (2006) en géométrie plane, pour des billes de verre de 1 mm ($\mu = 0.54$). En revanche, nos résultats sont assez proches de ceux obtenus pour des billes de verre (diamètre 100 et $200 \mu\text{m}$) en écoulement sur plan incliné (Cassar et al., 2005). Nous avons vérifié dans un premier temps que cette dispersion ne pouvait être imputée à la polydispersité des lots de grains utilisés. En effet, dans toutes les références précédemment citées les grains utilisés présentent une polydispersité de l'ordre de 10% , comme celle que nous avons utilisé¹⁸. Ensuite, nous avons testé le rôle des propriétés de surface des grains. D'une part, en traitant les billes de verre présentées dans ce chapitre ($d = 451 \mu\text{m}$) avec de la soude (Les billes sont immergées pendant 30 minutes dans une solution de soude à $1 \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$, puis rincées à grande eau) on mesure $\mu = 0.30 \pm 0.02$, ce qui correspond à une chute de 20% de la valeur du coefficient de friction. D'autre part, en utilisant des billes de céramique tamisées suivant le même procédé que décrit au paragraphe 4.2.1 on mesure typiquement $\mu \simeq 0.7$ (pour $d = 451 \mu\text{m}$). Ces billes de céramique sont sphériques et présentent en surface de petites excroissances pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de microns ce qui leur confère une rugosité de surface effective très importante. Ces deux exemples soulignent l'importance de la nature de la surface des grains quant à la valeur du coefficient de friction effectif mesuré en régime d'écoulement quasi-statique, comme avaient déjà pu le constater numériquement da Cruz et al. (2005) sur des grains secs, et justifient les valeurs disparates rapportées dans la littérature.

¹⁸Pour quantifier le rôle de la polydispersité sur nos mesures, nous avons fait une mesure du coefficient de friction pour une couche de grains non tamisés (soit une polydispersité de l'ordre de 25%). On obtient $\mu \simeq 0.47 \pm 0.02$ qui est certes une valeur plus élevée que 0.38 , mais ne peut suffire à expliquer seule les écarts observés dans la littérature.

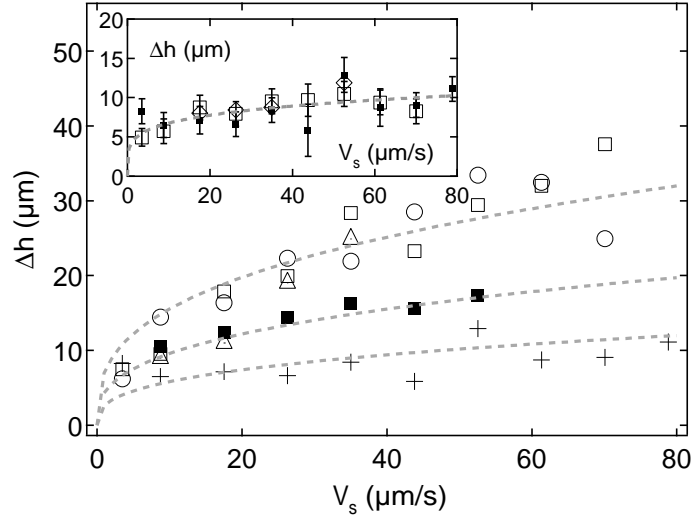


FIG. 4.8 – **Dilatance Δh en fonction de la vitesse du patin v_s .** La légende est donnée par : (symbole, diamètre des billes, viscosité du fluide) : (+, 100 μm , 1 mPa·s); (■, 215 μm , 1 mPa·s); (\triangle , 451 μm , 1 mPa·s); (\square , 451 μm , 71 mPa·s); (\circ , 451 μm , 500 mPa·s); Les lignes grises en traits pointillés correspondent à l'ajustement des données par l'expression (4.5), avec $\beta = 2.9 \pm 0.3$. **Insert :** résultats similaires pour différentes vitesses de référence et contraintes normales : (■, 100 μm , $v_{ref} = 3.5 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); (\square , 100 μm , $v_{ref} = 14 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); (\diamond , 100 μm , $v_{ref} = 3.5 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et surchargé de 10.0 g).

Au bilan, on peut retenir que pour les écoulements quasi-statiques, la valeur du coefficient de friction effectif d'une couche n'est fixée que par la nature des grains (leurs propriétés de surface, et dans une moindre mesure leur polydispersité) et les contraintes géométriques imposées par la géométrie de l'écoulement. Nous passons donc de façon naturelle à la mesure d'une propriété géométrique, au seuil d'écoulement : la dilataance.

4.4 Mesure de la dilataance d'une couche précisailée.

Nous rapportons à présent les mesures de la dilataance de la couche de grains immergée. La question à laquelle nous souhaiterions répondre est la suivante : *Que vaut la dilataance d'une couche de grains immergée précisailée ? Quelles sont ses dépendances en fonction des différents paramètres de l'expérience : vitesse d'entraînement v_s , taille des grains d , etc ?* Le point délicat d'une telle mesure consiste à obtenir un état de référence reproductible de la compacité ϕ du lit de grains, sans avoir à la mesurer. Nous détaillons dans un premier temps un protocole simple permettant de mesurer la dilataance du lit de grains à partir d'un état de compacité de référence, en fonction de la vitesse de cisaillement. Dans un deuxième temps, nous proposons un scénario en accord avec nos résultats expérimentaux permettant de rendre compte de la dépendance de Δh avec v_s , d , etc.

4.4.1 Protocole expérimental.

Lorsqu'on met le patin en mouvement, on peut observer un changement d'altitude de ce dernier du fait de la réponse du matériau granulaire [Fig. 4.5 (a)]. Cette variation d'altitude, Δh , est très dépendante de l'état de compacité de la couche de grains et notamment de l'histoire des sollicitations qu'elle a pu subir. Une façon simple de s'en convaincre est de réaliser des mesures de Δh pour une couche de grains ayant subi au préalable, des vibrations

mécaniques sur une durée variable. Les vibrations sont imposées à l'aide d'un pot vibrant ('*Mini Shaker*', Brüel & Kjaer, Denmark) en contact avec le bâti métallique sur lequel repose l'ensemble du dispositif expérimental. On mesure des valeurs de Δh comprises dans l'intervalle $0.01 d < \Delta h < d$, où d désigne le diamètre des grains utilisés. La valeur la plus faible peut être obtenue sans précaution particulière, alors que la valeur la plus élevée nécessite (qualitativement) une nuit de vibration. De façon à s'assurer d'un état de compacité de référence pour la couche, nous avons choisi le protocole expérimental suivant : on impose une vitesse de précisaillement, v_{ref} en déplaçant le patin sur une distance d'une dizaine de tailles de grains. On arrête alors le bras mécanique qu'on recule avec précaution jusqu'à la position de repos de la lame ressort ($\delta x = 0$), tout en prenant soin que cette dernière garde contact avec la bille collée sur le patin. On repart alors avec une nouvelle vitesse v_s en fonction de laquelle on va étudier Δh . Ce protocole est motivé par l'observation qu'un matériau granulaire (2D) cisailé à contrainte normale imposée¹⁹ adopte une compacité naturellement fixée par les propriétés de l'écoulement (Aharonov & Sparks, 1999). En précisillant la couche de grains immergée, nous sommes sûrs d'avoir un état de compacité de référence : on vérifie notamment que la valeur mesurée de la dilatace est indépendante de la vitesse de précisaillement v_{ref} [Fig. 4.8 (Insert)].

4.4.2 Résultats.

Nous rapportons sur la figure 4.8, l'évolution de la dilatace Δh de la couche de grains en fonction de la vitesse imposée v_s , après précisaillement. L'ordre de grandeur de Δh est au mieux de l'ordre du dixième de la taille des grains ce qui est compatible avec les valeurs obtenues pour des grains secs (Lubert & de Ryck, 2001), comme immergés (Géminard et al., 1999). On constate de plus que la couche se dilate d'autant plus qu'elle est fortement cisailée. De façon surprenante, cette évolution est indépendante de la viscosité du fluide interstitiel²⁰. Enfin, pour une vitesse de cisaillement donnée, la couche se dilate d'autant plus que la taille des grains est importante.

Cette dépendance de la dilatace Δh avec la vitesse du patin et le diamètre des billes peut être interprétée à l'aide des deux ingrédients suivants. Le premier, d'origine géométrique, consiste à traduire localement, l'effet du cisaillement imposé à la couche de grains. Pour pouvoir se réarranger, on constate que l'ensemble de l'empilement se dilate, ce qu'on peut traduire à l'échelle mésoscopique par une relation de Coulomb : $\sigma_n = \alpha(\phi) \sigma_s$, où σ_s désigne la contrainte de cisaillement locale et σ_n la contrainte normale résultante, d'origine stérique. La constante de proportionnalité, α , peut quant à elle être considérée comme fonction de la compacité et indépendante du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ puisque nous travaillons dans la limite des faibles vitesses²¹ (Huang et al., 2005). Le second ingrédient consiste à traduire le fait que le mélange {fluide+grains} se comporte comme un fluide non-newtonien, de relation rhéologique constitutive $\sigma_s = \eta(\phi) \dot{\gamma}$, où $\eta(\phi)$ désigne la viscosité effective du milieu²². Les

¹⁹Soulignons que dans ce cas, le matériau granulaire est libre de se dilater contrairement aux expériences menées à taille d'entrefer imposée, comme par exemple (Howell et al., 1999b; Veje et al., 1999; Geng & Behringer, 2005).

²⁰C'est parce qu'ici ce n'est pas la viscosité seule du liquide qui compte, mais la viscosité du mélange {fluide+grain} et celle-ci est essentiellement imposée par la fraction volumique d'empilement comme nous allons le voir.

²¹Cette relation locale est en accord avec l'observation d'une loi de friction apparente entre le patin et la couche de grains, puisque en posant $\alpha = 1/\mu$, on retrouve $\bar{F} = \mu mg$. Toujours en accord avec l'expérience, cette relation ne fait intervenir ni la surface du patin S , ni le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Elle traduit aussi le fait qu'en régime stationnaire, $\mu(\phi) = \mu(\phi_e)$, où ϕ_e désigne la compacité d'équilibre adoptée par l'empilement cisailé, libre de se dilater (Aharonov & Sparks, 1999).

²²Une rhéologie de type Bagnold, i.e. $\sigma \propto \dot{\gamma}^2$ n'est pas pertinente ici puisque nous ne sommes pas dans un

travaux récents de Huang et al. (2005) montrent que pour un écoulement de grains tant en régime frictionnel ($Le < 1$) qu'en régime visqueux, la viscosité effective $\eta(\phi)$ du matériau est raisonnablement décrite par une loi de type Krieger-Dougherty :

$$\eta(\phi) = \eta_0 \left(1 - \frac{\phi}{\phi_c}\right)^{-\beta} \quad (4.4)$$

où ϕ_c désigne la compacité maximale que peut adopter l'empilement. Les paramètres η_0 et β sont des constantes positives²³. En écrivant alors que la dilataance Δh est le résultat de la dilatation du matériau sur un nombre constant, N , de couches de grains²⁴, et en linéarisant le profil de vitesse dans cette région, on peut écrire $\dot{\gamma} = v_s/(Nd)$ et il vient facilement que :

$$\frac{\Delta h}{d} \propto \left(\frac{\eta_0 v_s}{m d}\right)^{1/\beta} \quad (4.5)$$

L'ajustement de Δh par l'expression (4.5) en prenant pour seuls paramètres libres η_0/m et β est tout à fait satisfaisant et conduit à une valeur raisonnable de l'exposant de l'ordre de l'unité ($\beta = 2.9 \pm 0.3$, Fig. 4.8). Notons que cette valeur est légèrement supérieure aux valeurs rapportées par Losert et al. (2000) et Bocquet et al. (2001) dans le cas d'un milieu granulaire sec, très peu dense et cisailé en géométrie cylindrique ($\beta \simeq 1.75$). Enfin, du fait de la valeur élevée de l'exposant β , et de l'étroite gamme de valeurs accessibles pour la masse du patin²⁵, m , on ne peut tester la dépendance $\Delta h \propto m^{-1/\beta}$. Néanmoins, soulignons que les deux arguments que nous donnions précédemment (proportionalité des contraintes normales et de cisaillement ; viscosité évoluant en loi de puissance de la compacité) suffisent à rendre compte de la dilataance de la couche précisailée.

Nous avons pu constater au cours de la première partie de ce chapitre, que le coefficient de friction effectif entre le patin et la couche de grains est constant dans la limite quasi-statique ($2.10^{-4} < I < 10^{-2}$). Ce dernier est indépendant de la taille des grains et de la viscosité du fluide interstitiel. Ceci n'est que la conséquence du fait que la valeur moyenne de la composante tangentielle de la force de friction \bar{F} , ne contient aucune trace des propriétés du milieu granulaire immergé dans ce régime d'écoulement lent. Il est donc naturel de se tourner à présent vers les fluctuations des deux observables dont nous disposons pour retrouver une signature du milieu cisailé : les fluctuations de force et les fluctuations de dilataance.

régime collisionnel (Rajchenbach, 2004).

²³Le paramètre η_0 désigne une grandeur homogène à une viscosité, mais ne coïncide pas avec la viscosité du fluide interstitiel seul. En effet, cette expression phénoménologique n'est valable que pour des empilements denses, de fraction volumique ϕ suffisamment élevée, et n'a pas la prétention d'être pertinente dans la limite $\phi \rightarrow 0$. L'exposant β est en général de l'ordre de l'unité. Lire par exemple (Chevalier, 2007; Møller et al., 2008) pour une discussion et des références sur la valeur de cet exposant.

²⁴Le nombre N est typiquement de l'ordre de 5-6 d (Losert et al., 2000), et est inférieur à l'épaisseur totale de la couche de grains cisailée. Il existe bien une localisation de l'écoulement, i.e. une bande de cisaillement en géométrie plane (Aharonov & Sparks, 2002), contrairement à l'idée transmise par le GDR MiDi (2004), comme le confirme d'ailleurs J. Rajchenbach (2004).

²⁵Au-delà d'une masse trop importante, le patin s'enfonce dans la couche de grains.

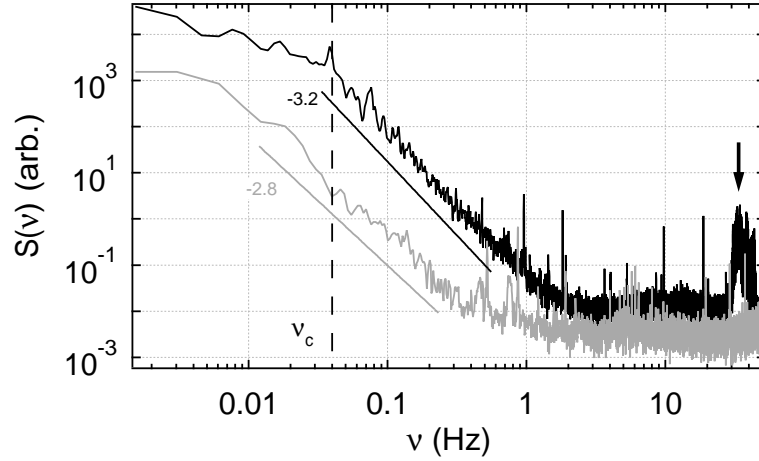


FIG. 4.9 – Spectre de puissance des fluctuations de force $|\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2$ (noir) et des fluctuations de la position verticale du patin $|\delta\tilde{z}_f(\nu)|^2$ (gris). Le spectre de puissance des fluctuations de position de la lame ressort s'identifie au spectre des fluctuations de force (voir texte). Ce spectre présente 3 régimes : un premier régime basse fréquence en loi de puissance : $|\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2 \propto \nu^{-1}$; un second régime en loi de puissance, avec : $|\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2 \propto \nu^{-3.2}$; un dernier régime bruit blanc duquel émerge la fréquence de résonance de la lame ressort $\nu \simeq 35$ Hz (flèche noire). Le spectre de puissance des fluctuations de position verticale du patin présente quant à lui deux régimes : un premier régime en loi de puissance : $|\delta\tilde{z}_f(\nu)|^2 \propto \nu^{-2.8}$ suivi d'un régime de bruit blanc [$k = 180 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, $v_s = 10.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $m = 37.8 \text{ g}$, $d = 451 \mu\text{m}$, $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$].

4.5 Quelques résultats sur les fluctuations.

Les résultats que nous discutons dans cette partie sont restreints à des grains présents dans la couche d'un seul diamètre ($451 \mu\text{m}$). En revanche, la masse du patin, sa vitesse ainsi que la viscosité du fluide interstitiel seront changés sur la gamme de valeurs déjà présentée au début du chapitre.

4.5.1 Précautions expérimentales & traitement des données.

Les enregistrements sont réalisés de façon similaire à ce que nous avons décrit au paragraphe (4.2.2). On ne considère ici que le régime stationnaire²⁶ au cours duquel la lame ressort adopte une position moyenne autour de laquelle elle présente des fluctuations au cours du temps : $\delta x = \delta\bar{x} + \delta x_f$. Pour calculer le spectre en énergie de δx_f , on considère le signal $\delta x(t)$ auquel on retranche sa valeur moyenne. Dans le cas où le signal présente une légère pente positive, essentiellement due à la lente formation d'un petit talus devant le patin (Géminard et al., 1999), on soustrait un ajustement linéaire du signal $\delta x(t)$ de façon à disposer, dans tous les cas, d'un signal représentatif des fluctuations de position de la lame ressort $\delta x_f(t)$ présentant une moyenne nulle. On utilise alors la fonction *Pwelch* de Matlab²⁷ pour calculer le spectre de puissance de ces fluctuations $|\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2$ dont un exemple typique est donné

²⁶Pour disposer des meilleures statistiques possibles, pour chaque enregistrement à vitesse imposée, on pousse le patin sur toute la distance disponible, de l'ordre de 3 cm.

²⁷Cette fonction présente l'avantage de permettre de découper un signal dont on souhaite calculer le spectre de puissance en N segments pour chacun desquels on peut choisir le nombre de points de recouvrement avec les segments adjacents, ainsi que la forme du filtre permettant d'adoucir les effets de bord introduits par le découpage.

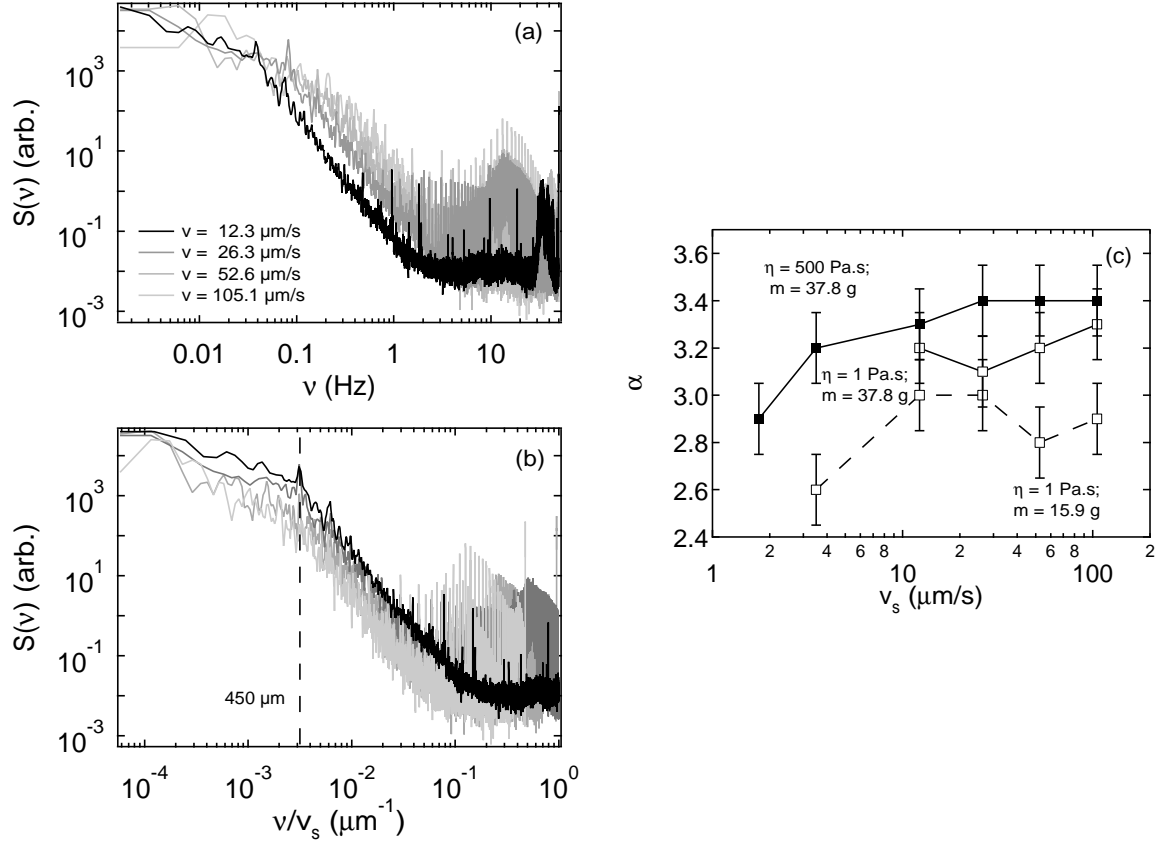


FIG. 4.10 – Spectre de puissance des fluctuations de force $|\delta\tilde{x}_f|^2$ en fonction de la fréquence temporelle ν (a) ou de la fréquence spatiale ν/v_s (b). Dans ce dernier cas, les spectres tombent tous sur une courbe maîtresse (éventuellement décalée verticalement), ce qui montre que c'est en terme de distance parcourue et non de temps écoulé qu'il faut considérer les signaux $\delta x_f(t)$ [$k = 180 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, $d = 451 \mu\text{m}$, $m = 37.8 \text{ g}$, $\eta = 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$]. (c) Évolution de l'exposant α de la loi de puissance pour $\nu > \nu_c$ en fonction de la vitesse du patin v_s . Les symboles ouverts (resp. pleins) correspondent à un liquide interstitiel de viscosité $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (resp. $\eta = 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Les traits pointillés (resp. continus) correspondent à un patin de masse $m = 15.9 \text{ g}$ (resp. $m = 37.8 \text{ g}$).

figure (4.9) et que nous discutons au paragraphe 4.5.2.

En ce qui concerne le comportement vertical du patin, une fois le régime transitoire passé, son altitude fluctue autour d'une valeur moyenne. Le signal mesuré par le capteur fixe dans le référentiel du laboratoire et surplombant le patin présente un biais dû au fait que la lame ne défile pas horizontalement en-dessous. Celle-ci présente une légère inclinaison positive. Une fois cette dérive soustraite, il ne reste plus que les fluctuations de position verticale du patin, notées $\delta z_f(t)$ dont on calcule le spectre de puissance $|\delta\tilde{z}_f(\nu)|^2$ par la même méthode que précédemment. Un exemple typique, que nous discuterons au paragraphe 4.5.3 est représenté figure (4.9).

4.5.2 Fluctuations de force.

Spectre de puissance des fluctuations de force.

Commençons par discuter des fluctuations de position de la lame ressort [Fig. 4.7 (Insert)]. Celles-ci s'identifient directement aux fluctuations de la composante tangentielle de la

force de friction entre le patin et la couche de grains. En effet, le théorème de la résultante cinétique appliquée au patin, repéré par sa position X dans le référentiel du laboratoire, s'écrit :

$$m\ddot{X} = -k(X - v_s t) - C_x \dot{X} + F_t \quad (4.6)$$

En remarquant que $\ddot{X} = -\delta\ddot{x}$ et en prenant la transformée de Fourier de l'expression précédente, il vient :

$$|\delta\tilde{F}_t(\nu)|^2 = \left| 1 + i\frac{C_x}{k}\nu - \frac{m}{k}\nu^2 \right|^2 |k\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2 \quad (4.7)$$

Estimons les ordres de grandeur des deux termes présents dans le module. En prenant typiquement : $C_x \simeq \sqrt{l \cdot e} \cdot \eta \simeq 10^{-4} \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}$, $k \simeq 100 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, et $m \simeq 20 \text{ g}$ il vient :

$$|\delta\tilde{F}_t(\nu)|^2 \simeq |1 + i10^{-6}\nu - 10^{-4}\nu^2|^2 |k\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2 \quad (4.8)$$

La fréquence étant typiquement inférieure au Hertz, on a avec une très bonne approximation :

$$|\delta\tilde{F}_t(\nu)|^2 \propto |\delta\tilde{x}_f(\nu)|^2 \quad (4.9)$$

Ainsi le spectre de puissance des fluctuations de la composante tangentielle de la force de friction correspond à celui des fluctuations de position de la lame ressort. On discutera donc sans distinction de ces deux quantités dans la suite du manuscrit.

Le figure (4.9) montre un spectre de puissance typique. Ce dernier se comporte essentiellement comme une loi de puissance : $S(\nu) \propto 1/\nu^\alpha$ avec : $0 < \alpha < 1.5$ pour $\nu < \nu_c$, et $\alpha \simeq 3$ pour $\nu > \nu_c$. En faisant varier la vitesse à laquelle on pousse le patin, on obtient des spectres décalés vers les hautes fréquences [Fig. 4.10 (a)] ; l'ensemble de ces spectres peut être renormalisé suivant l'axe des abscisses en considérant le signal des fluctuations de force en terme de distance parcourue et non de temps écoulé [Fig. 4.10 (b)]. Ceci montre que les fluctuations de force doivent être considérées en terme de distance parcourue et non de temps écoulé. Ce résultat est identique à ceux déjà obtenus pour des granulaires secs en géométrie circulaire, pour des contraintes normales beaucoup plus importantes (Miller et al., 1996; Corwin et al., 2008). En revanche, on constate que les spectres de puissance restent décalés sur l'échelle des ordonnées. Pour des grains immergés dans l'eau, on constate par exemple que plus la vitesse du patin est élevée, plus le spectre de puissance se décale vers les faibles puissances [Fig. 4.10 (b)].

La fréquence de transition, ν_c , entre les deux régimes en loi de puissance est fixée par la taille des grains comme l'avait déjà proposé Miller et al. (1996), et on a $\nu_c \propto 1/d$ [Fig. 4.10 (b)]. En revanche l'exposant observé pour $\nu > \nu_c$ diffère de l'exposant $\alpha = 2$ obtenu avec un empilement de grains secs libre de se dilater et cisailé en géométrie circulaire (Howell et al., 1999a; Corwin et al., 2008). Cette différence est très probablement liée au fait que la contrainte normale appliquée au patin est dans notre expérience beaucoup plus faible²⁸ que celle appliquée dans les expériences de Miller et al. (1996), Howell et al. (1999a). De plus, pour $\nu > \nu_c$, l'exposant α dépend de la masse et de la vitesse du patin, ainsi que de la viscosité du fluide. De manière générale, l'exposant croît avec la vitesse du patin. Il présente des valeurs d'autant plus fortes que la masse est grande (toute chose égale par ailleurs) en accord avec les simulations de (Aharonov & Sparks, 2002) et d'autant plus forte que la viscosité du fluide est importante (toute chose égale par ailleurs) [Fig. 4.10 (c)].

²⁸On travaille avec un patin de masse réduite de l'ordre de 20 g, soit une contrainte normale inférieure à 1 N, contre 80 N pour les expériences de Miller et al. (1996). Ces ordres de grandeurs nous placent dans un régime de contrainte normale imposée où le matériau est libre, et nos prédécesseurs dans un régime plus proche d'une condition de volume imposé.

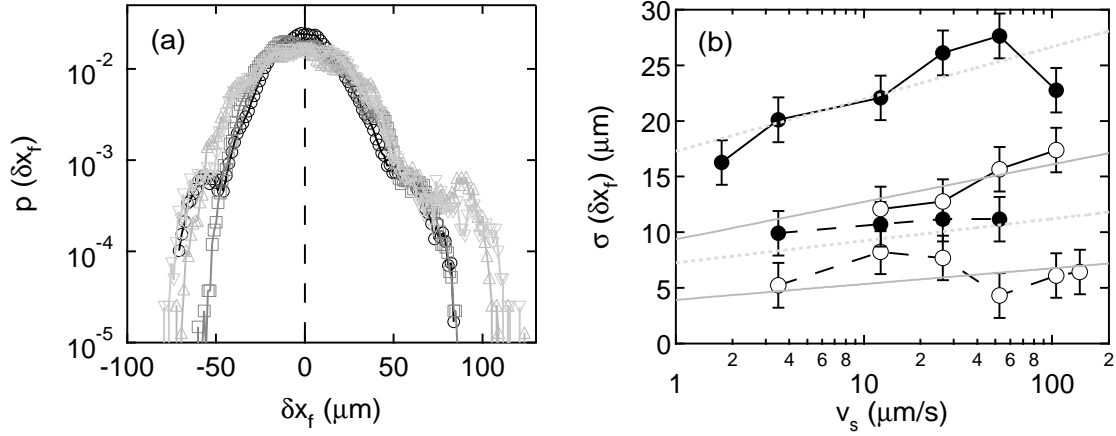


FIG. 4.11 – (a) **Distribution des fluctuations de la position de la lame ressort.** Ces fluctuations sont dissymétriques au profit des larges déflexions, i.e. des fluctuations de force importante. Cette dissymétrie devient plus prononcée à mesure que la vitesse du patin augmente [(symbole, vitesse) : (\circ , $10.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (\square , $26.3 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (\triangle , $52.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (∇ , $105.1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); patin surchargé de 21.9 g ; $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (eau)] (b) **Écart-type des fluctuations de force en fonction de la vitesse du patin.** Les symboles ouverts (resp. pleins) correspondent à un liquide interstitiel de viscosité $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (resp. $\eta = 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Les traits noirs pointillés (resp. continus) correspondent à un patin de masse $m = 15.9 \text{ g}$ (resp. $m = 37.8 \text{ g}$). Enfin, les ajustements (traits gris) correspondent à l'expression suivante : $\sigma(\delta x_f) = m[a_0 + b_0 \ln(v_s)]$, où le couple (a_0, b_0) désigne deux fonctions de la seule viscosité du fluide interstitiel. L'ajustement des données fournit $(0.25; 0.039)$ pour $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (traits continus gris), et $(0.46; 0.054)$ pour $\eta = 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (traits pointillés gris).

Distribution de probabilité des fluctuations de force.

Passons à présent aux distributions de probabilité des fluctuations de force. On observe que celles-ci sont essentiellement gaussiennes. Elle peuvent néanmoins présenter une légère dissymétrie en faveur des forces de forte (resp. faible) intensité lorsque la viscosité du fluide interstitiel est basse (resp. élevée) [Fig. 4.11 (a)]. La largeur de ces distributions, ou de façon équivalente l'écart-type des fluctuations de force croît à mesure que la vitesse augmente, ce qui est conforme avec l'intuition. Pour quantifier cette augmentation des fluctuations, regardons l'évolution de l'écart-type des fluctuations de force $\sigma(\delta x_f)$ avec la vitesse [Fig. 4.11 (b)]. On constate à vitesse fixée que les fluctuations de force sont d'autant plus importantes que le patin est lourd (à viscosité du fluide donnée) et que la viscosité du fluide est élevée (à masse de patin donnée). De plus, $\sigma(\delta x_f)$ croît avec le logarithme de la vitesse du patin. On peut raisonnablement rendre compte des données par l'expression phénoménologique suivante :

$$\sigma(\delta x_f) = m[a_0 + b_0 \ln(v_s)] \quad (4.10)$$

où m désigne la masse réduite du patin, et (a_0, b_0) un couple de paramètres uniquement fonction de la viscosité du fluide interstitiel. Ces deux paramètres sont des fonctions croissantes de la viscosité (les valeurs sont données en légende de la figure 4.11). L'expression (4.10) suggère que l'effet de la masse du patin et de la viscosité du fluide sur les fluctuations se fait de manière découplée, au moins sur la gamme de paramètres explorés.

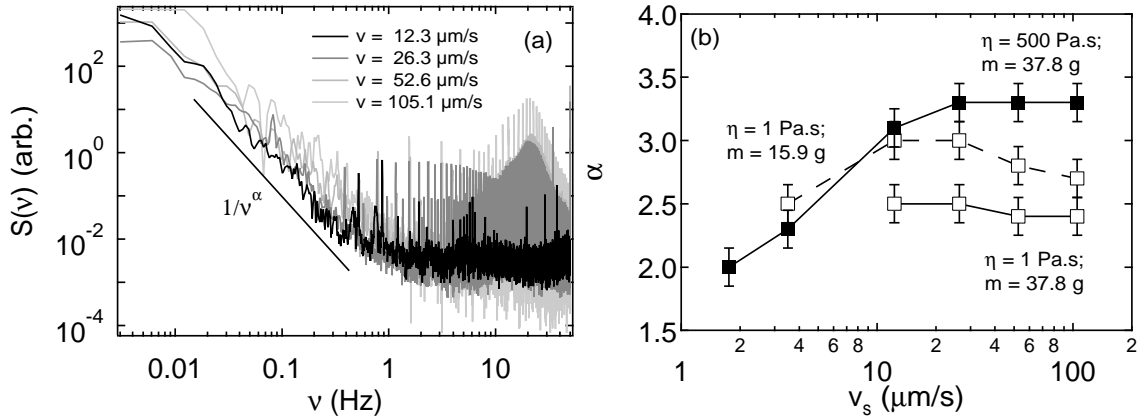


FIG. 4.12 – (a) Spectre de puissance des fluctuations d'altitude $|\delta\tilde{z}_f|^2$ du patin en fonction de la fréquence ν . Contrairement aux spectres de puissance des fluctuations de force, les spectres de puissance des fluctuations d'altitude ne se renormalisent pas en considérant la fréquence spatiale ν/v_s . [$k = 180 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, $d = 451 \mu\text{m}$, $m = 37.8 \text{ g}$, $\eta = 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$]. (b) Exposant α de la loi de puissance en fonction de la vitesse du patin v_s . Les symboles ouverts (resp. pleins) correspondent à un liquide interstitiel de viscosité $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (resp. $\eta = 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Les traits noirs pointillés (resp. continus) correspondent à un patin de masse $m = 15.9 \text{ g}$ (resp. $m = 37.8 \text{ g}$).

Discussion.

Si l'écart-type des fluctuations de force augmente comme le logarithme de la vitesse du patin, il est intéressant de rappeler que la force moyenne est quant à elle indépendante de la vitesse du patin, comme nous l'avons montré dans la première partie de ce chapitre [Fig. 4.6 (insert)]. Ces résultats contrastent avec ceux obtenus par Hartley and Behringer (2003) pour un milieu granulaire 2D, cisailé à volume constant en géométrie circulaire. Dans cette configuration, c'est la contrainte moyenne que les grains exercent sur les parois du cylindre qui croît comme le logarithme de la vitesse de cisaillement imposée. Cette dépendance logarithmique a été reliée à la formation de chaînes de force au sein du matériau : celles-ci se forment d'autant plus vite que le taux de cisaillement est important ; en revanche leur probabilité de rupture par unité de temps est lui indépendant du taux de cisaillement. Ainsi l'augmentation de la vitesse se traduit par le renforcement de la structure de l'empilement et l'augmentation de la contrainte moyenne (Behringer et al., 2008). La différence entre ces deux expériences est probablement à imputer aux différentes conditions limites : nous travaillons à contrainte normale imposée alors que Hartley & Behringer travaillent quant à eux à volume fixé²⁹. Ce point mérite naturellement d'être creusé davantage.

4.5.3 Fluctuations de dilataance.

Passons à présent aux fluctuations de dilataance. Notons, qu'il y a sur ce sujet peu d'éléments de comparaison, puisque c'est à notre connaissance l'une des premières fois que quelqu'un s'y intéresse.

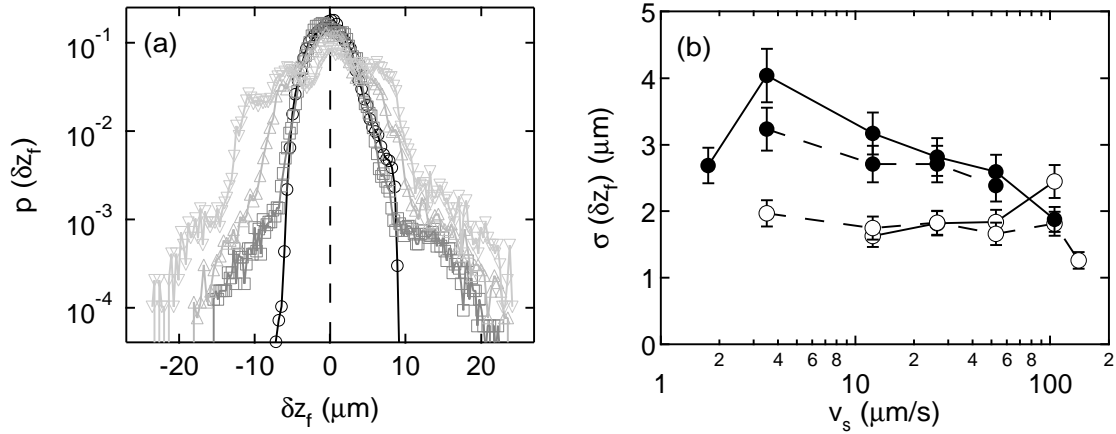


FIG. 4.13 – (a) **Distribution des fluctuations de la position de la lame ressort.** Ces fluctuations sont gaussiennes à faible vitesse et ont tendance à adopter une forme plutôt exponentielle à vitesse plus élevée. [(symbole, vitesse) : (\circ , $10.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (\square , $26.3 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (\triangle , $52.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), (∇ , $105.1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); patin surchargé de 21.9 g ; $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (eau)] (b) **Écart-type des fluctuations d'altitude du patin en fonction de sa vitesse v_s .** Les symboles ouverts (resp. pleins) correspondent à un liquide interstitiel de viscosité $\eta = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ (resp. $\eta = 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Les traits noirs pointillés (resp. continus) correspondent à un patin de masse $m = 15.9 \text{ g}$ (resp. $m = 37.8 \text{ g}$).

Spectre de puissance des fluctuations d'altitude du patin.

Commençons par remarquer que contrairement aux fluctuations horizontales, le spectre de puissance des fluctuations d'altitude du patin, $|\delta z_f(\nu)|^2$ ne s'identifie pas directement à celui de la composante verticale de la force de contact entre le patin et la couche. Ces deux quantités sont liées par la masse du patin et la viscosité du fluide et nous laissons pour les perspectives une discussion qui permettrait d'extraire des fluctuations d'altitude du patin, des informations sur la réaction de la couche des grains sur le patin³⁰. Les résultats que nous rapportons ici n'ont été obtenus qu'en fin de thèse et ce sont essentiellement quelques observations que nous consignons ici. Un point important est que les spectres de puissance des fluctuations d'altitude présentent de façon robuste un comportement en loi de puissance $|\delta z_f(\nu)|^2 \propto 1/\nu^\alpha$ avec $2 < \alpha < 3.5$ [Fig. 4.12 (a)]. Ce régime est encadré par un premier régime en loi de puissance, d'exposant plus faible (qui peut être absent suivant la valeur de la masse du patin et/ou de la viscosité du fluide) et d'un régime de bruit blanc à plus haute fréquence. L'exposant α de la loi de puissance principale est aussi une fonction des paramètres de l'expérience : vitesse et masse du patin, viscosité du fluide [Fig. 4.12 (b)]. L'exposant croît en général avec la vitesse. Toutes choses égales par ailleurs, l'exposant diminue lorsque la masse du patin augmente. En revanche, il croît lorsque la viscosité du fluide augmente.

Il n'y a pas d'équivalent théorique auquel comparer l'exposant α . On peut néanmoins comparer les exposants associés aux lois de puissance obtenues respectivement pour les spectres des fluctuations de position verticale, et ceux de fluctuations de force, i.e. envisager le rapport $|\delta z_f(\nu)/\delta x_f(\nu)|$. Expérimentalement, on trouve que ce rapport se comporte

²⁹A titre de comparaison, une étude de Geng & Behringer (2005) a permis de montrer qu'un capteur placé au sein d'un écoulement de grains dans des conditions de volume imposé, subit une force de trainée dont la valeur moyenne et l'écart type croissent comme le logarithme de la vitesse imposée.

³⁰L'écriture du théorème de la résultante cinétique sur le patin, projeté verticalement conduit à $|\delta F_n(\nu)|^2 = |\delta z(\nu)|^2 \times |iC_z\nu - m\nu^2|^2$, où δF_n désigne les fluctuations de la composante verticale de la force de frottement et C_z le coefficient de frottement visqueux associé au déplacement vertical du patin.

essentiellement comme une loi de puissance dont l'exposant est compris entre 0 et $1/2$, suivant la valeur de la vitesse du patin. Le théorème de la résultante cinétique appliqué au patin (éq. 4.6 et note de bas de page 29), en supposant que les composantes fluctuantes des forces de contacts normale et tangentielle entre le patin et la couche de grains vérifient une loi de Coulomb, fournit lui aussi une loi de puissance, d'exposant proche de 1. Cet argument simple donne la dépendance fonctionnelle avec la fréquence, mais ne reproduit pas la valeur de l'exposant expérimental. Ceci montre qu'il serait bon de penser à une description plus pertinente entre les composantes fluctuantes des actions de contacts entre le patin et la couche de grains immergée, autre qu'une loi de Coulomb.

Distribution de probabilité des fluctuations d'altitude.

Les distributions de probabilité des fluctuations présentent quant à elle une forme gaussienne avec des queues exponentielles dont l'importance croît avec la vitesse du patin [Fig. 4.13 (a)]. De façon notable, l'écart-type des fluctuations $\sigma(\delta z_f)$ peut être une fonction croissante comme décroissante de la vitesse. Pour un fluide de faible viscosité ($\eta = 1$ mPa·s), l'écart-type de fluctuations présente les deux comportements. Pour un patin léger, $\sigma(\delta z_f)$ décroît quand la vitesse augmente alors que pour un patin plus lourd, l'écart-type augmente avec la vitesse [Fig. 4.13 (b)]. En revanche, pour un fluide de viscosité plus élevée, l'écart-type des fluctuations $\sigma(\delta z_f)$ diminue avec la vitesse du patin, quelle que soit sa masse. Ces résultats restent à être clairement interprétés.

4.6 Conclusions.

Dans ce chapitre, nous nous sommes focalisés sur le cisaillement d'une couche de grains immergée en géométrie plane à l'aide d'un montage désormais classique, mais néanmoins toujours d'actualité. Nous avons pris soin de justifier son intérêt d'une part pour atteindre des taux de cisaillement (et donc des gammes du nombre inertiel) très faibles, difficilement accessibles avec d'autres géométries (Pouliquen et al., 2006), et d'autre part sur l'opportunité de pouvoir imposer une (faible) contrainte normale à l'empilement, alors libre de se dilater. Dans une première partie, nous nous sommes intéressés aux valeurs moyennes de deux observables : la force de friction entre la couche et le patin et la dilatance du matériau précisailé. Nous avons montré que dans la limite quasi-statique, le coefficient de friction effectif de la couche est indépendant de la taille des grains, de la viscosité du fluide et de la vitesse du patin. En revanche il est sensible aux propriétés de surface des grains, à la polydispersité du matériau ainsi qu'aux contraintes géométriques imposées à l'empilement (possibilité ou non de se dilater) (Koval et al., 2009). Nos résultats prolongent au cas immergé ceux obtenus numériquement sur des grains secs : la courbe $\mu(I)$ en semilog est plate dans la limite quasi-statique (da Cruz et al., 2005). Nous avons ensuite rapporté des mesures systématiques de dilatance et interprété simplement sa dépendance avec les différents paramètres de l'expérience : la dilatance croît avec la vitesse de cisaillement et avec la taille des grains ; elle est en revanche insensible à la viscosité du fluide sur la gamme de viscosité explorée. Dans une seconde partie, nous nous sommes penchés sur les fluctuations des deux mêmes observables : les fluctuations de force et les fluctuations d'altitude du patin en régime stationnaire. Nos résultats complètent agréablement dans la limite des faibles contraintes normales imposées les travaux de Miller et al. (1996) et de Corwin et al. (2008). La couche de grains étant soumise à de faibles contraintes normales, cette dernière se dilate facilement sous cisaillement, ce qui nous a permis d'étudier de sonder l'influence du couplage entre friction et dilatance sur les fluctuations. Les spectres de puissance de fluctuations de force se comportent comme des

lois de puissance dont l'exposant dépend cette fois de la vitesse, de la masse du patin et de la viscosité du fluide interstitiel. De même, les fluctuations d'altitude du patin présentent un spectre en loi de puissance dont l'exposant est fonction des propriétés du fluide. Ces résultats, bien que préliminaires, ouvrent la voie à une description systématique des fluctuations de force et de dilataance pour des grains cisailés à faible contrainte normale imposée. L'objectif étant à long terme d'extraire des fluctuations, des informations sur l'empilement de grains immergé lorsque les valeurs moyennes ne nous donnent aucune information sur les constituants.

4.7 Questions ouvertes et perspectives.

Nous soulignons ici un certain nombre de pistes dont l'avenir nous semble particulièrement prometteur :

Concernant les valeurs moyennes de la force de friction.

Dans ce chapitre, nous nous sommes focalisés sur le régime de cisaillement continu. Néanmoins, notre dispositif expérimental permet aussi de travailler en régime de stick-slip et a déjà permis à Nasuno et al. (1997, 1998) d'étudier ce régime. De façon très surprenante, la transition entre le régime de glissement continu et de stick-slip n'a, à notre connaissance pas été étudiée expérimentalement dans le cas immergé. Quant au diagramme de phase dans le plan (k, v) (en sec comme en immergé), il a été obtenu numériquement par Lacombe et al. (2000) et n'a toujours pas été vérifié expérimentalement. Les quelques points que nous avons pu placer sur le diagramme immergé sont en accord avec les résultats de ces auteurs. Nous observons par exemple une transition vers le régime stick-slip pour une lame de raideur $k = 129 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$ et $v_s \simeq 1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [voir la figure 12 de la référence (Lacombe et al., 2000)].

Concernant l'étude des fluctuations.

1. Dans ce chapitre, nous avons rapporté des mesures de la dilataance d'une couche de grains cisailée par un patin de taille unique. Trois pistes (au moins) sont encore à explorer. La première consiste à étudier la transition entre le régime de stick-slip et le régime de glissement continu dont nous parlions au paragraphe précédent du point de vue des fluctuations. Par exemple, au voisinage de cette transition comment évolue le spectre de puissance des fluctuations, certaines fréquences émergent-elles, etc ? Un dispositif similaire à celui développé dans le groupe de P.E. Schiffer serait tout aussi adapté que celui que nous avons utilisé dans ce chapitre (Albert et al., 1999, 2000, 2001). La deuxième consiste à faire varier la surface du patin, et ainsi, la surface sur laquelle on réalise une moyenne des fluctuations de force et de dilataance. En considérant une expérience de pensée utilisant un patin de taille variable, on peut se convaincre rapidement qu'entre un patin dont la surface est celle d'un grain et un patin dont la surface englobe plusieurs milliers de grains, la nature (distribution, spectre, etc.) des fluctuations va très certainement évoluer. Comment ? La dernière piste consiste à essayer de mesurer une dilataance *locale*³¹. En effet, la réaction de la couche sur le patin n'est certainement pas homogène spatialement sous la surface du patin. Il serait fantastique d'avoir accès à la carte de la dilataance ou des fluctuations spatiales de contrainte sous le patin. Les problèmes sont essentiellement d'ordre technique : réalisation d'un patin suffisamment souple, etc.

³¹Cette expérience nous a récemment été suggérée par Y. Amarouchène (CNRS, CPMOH).

2. Un système cisailé à contrainte normale imposée est comme l'ont montré Aharonov & Sparks (1999) dans un état de compacité ϕ_s fixée par le cisaillement. L'empilement a donc atteint un état de compacité stationnaire dont il pourrait être pertinent d'étudier les fluctuations en terme de mécanique statistique [voir (Makse et al., 2004), pp 12-13]. Ainsi, de façon complètement analogue aux concepts en train de se développer sur les granulaires vibrés (Ribière et al., 2007), il pourrait être pertinent de considérer les fluctuations d'altitude du patin comme une observable permettant de tester les idées de la théorie des poudres d'Edwards et collaborateurs³².
3. Enfin, on pourrait envisager de vibrer et cisailer simultanément une assemblée de grains, et pas seulement pour étudier la transition entre système ordonné et système désordonné (Daniels & Behringer, 2005, 2006). On peut imaginer prolonger l'étude des fluctuations alors que l'empilement cisailé est soumis à des vibrations mécaniques périodiques. Des mesures préliminaires montrent entre autre qu'après un régime transitoire dont la durée est fonction de l'amplitude des vibrations, la force de friction retrouve la valeur moyenne qu'elle présente en l'absence de vibrations, et ce sur une large gamme de fréquences de vibrations.

³²Cette idée doit beaucoup à une discussion très enrichissante avec S. McNamara (Université de Rennes I).

**Écoulement d'air au travers d'une
solution non-newtonienne.**

Chapitre 5

Écoulement d'air dans un fluide complexe.

"The challenge for such [experimental] studies is to ensure that all important scaling considerations have been optimized and all relevant material properties of the analogs are sufficiently similar to those of magma."

-Dingwell (1996)-

Sommaire

5.1	Introduction.	84
5.2	Quelques propriétés de l'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes.	86
5.2.1	Cas des solutions rhéofluidifiantes.	87
5.2.2	Cas des solutions viscoélastiques.	87
5.2.3	Cas des fluides à seuil.	87
5.3	Emission d'air à travers une couche de grains immergée.	88
5.3.1	Intermittence entre deux modes de dégazage à débit constant.	89
5.3.2	Signature du fluide complexe dans les fluctuations de pression.	89
5.4	Activité éruptive des volcans basaltiques.	90
5.4.1	Mécanismes à l'origine des modes éruptifs des volcans basaltiques.	91
5.4.2	Intermittence du dégazage.	92
5.4.3	De la rhéologie non-newtonienne du magma.	97
5.5	Problématiques à retenir pour le chapitre suivant.	99

5.1 Introduction.

L'écoulement d'un fluide newtonien au travers d'un fluide complexe¹ est une problématique extrêmement riche tant sur le plan fondamental (Fig. 5.1) que sur celui de ses applications en physique comme en géophysique. Le cas particulier d'injection d'air dans un fluide non-newtonien a été particulièrement étudié en cellule de Hele-Shaw, dans le cadre de l'instabilité de Saffman-Taylor [voir par exemple p. 384-386 de (Oswald, 2005)]. Les cellules linéaires permettent l'étude d'un unique doigt d'air dont on constate qu'il peut être rendu plus stable (Bonn et al., 1995; Lindner, 2000) ou au contraire déstabilisé (Lindner et al., 2000; Chevalier, 2007) suivant le type de fluide non-newtonien et la nature de sa non-linéarité (présence d'un seuil d'écoulement, nature rhéofluidifiante ou rhéoépaississante du fluide, effets élastiques, etc.). Il est aussi possible de rendre un tel doigt 'vivant', i.e. de lui donner une durée de vie finie² en injectant l'air non plus directement dans le fluide non-newtonien, mais en l'injectant à travers une chambre de volume contrôlé (Gostiaux et al., 2002; Varas et al., 2009). Une telle chambre confère une certaine *élasticité* au système qui va permettre la formation de doigts successifs susceptibles de se pincer et d'emprunter différents chemins dans le matériau. Ce dispositif permet ainsi de se focaliser sur la dynamique d'échappement du gaz au travers du matériau complexe. Une telle étude a déjà été menée dans les cas d'émission d'air au travers d'une couche de matériau granulaire immergée, dans une cellule de type Hele-Shaw (2D) (Gostiaux et al., 2002; Varas et al., 2009), ainsi que dans un tube (3D) (Gostiaux et al., 2002), tous deux placés en position verticale. On en retiendra notamment la mise en évidence de plusieurs régimes d'échappement du gaz au travers de la couche de matériau granulaire suivant le débit d'injection d'air, et surtout, l'existence d'une gamme de débits dans laquelle le dégazage, à débit fixé, alterne de façon spontanée entre ces différents régimes du seul fait de la rhéologie non-linéaire du matériau (phénomène d'intermittence). Une étude similaire de la dynamique de dégazage à travers un fluide complexe qui ne soit pas de nature granulaire n'a, à ce jour, pas reçue toute l'attention qu'elle mérite. Une telle

¹Le terme de fluide complexe est pris ici dans son acception la plus générale et se réfère indifféremment aux solutions de polymères et de micelles géantes, aux gels et aux suspensions, aux matériaux granulaires secs et immergés, etc.

²Une expérience en cellule de Hele-Shaw consiste à observer la propagation d'un seul doigt qui traverse l'intégralité de la cellule. L'étude d'un nouveau doigt nécessite de faire une nouvelle expérience dans un fluide qui aura eu le temps de relaxer.

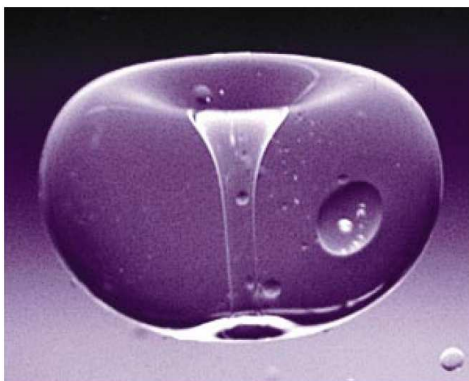


FIG. 5.1 – **La chute d'une goutte d'un fluide viscoélastique dans un fluide visqueux newtonien**, suivant son volume, donne lieu à différents types d'instabilités (Sostarecz & Belmonte, 2003a, 2003b). La figure illustre ici le cas où le fluide visqueux traverse la goutte non-newtonienne qui forme alors un tore; cet effet est à attribuer aux propriétés élastiques du fluide. [Fluide viscoélastique : solution eau-glycérol (20 % :80 %) de gomme de xanthane. Fluide visqueux : huile silicone ($\eta = 10^{-2}$ Pa.s)]. Extrait de (Sostarecz & Belmonte, 2003b).

étude fera l'objet de notre prochain chapitre, dans lequel nous montrerons que cette dynamique présente des caractéristiques très similaires à la dynamique de dégazage au travers d'une couche de matériau granulaire immergée (Gostiaux et al., 2002; Varas et al., 2009). Ceci nous permettra, entre autre, de dégager une certaine généralité de l'intermittence du dégazage au travers des fluides complexes.

Notre étude aura l'avantage, comparativement à celles menées sur des matériaux granulaires, de mimer les modes de dégazage d'un fluide non-newtonien naturel : le magma. En effet, on observe sur les volcans de nature basaltique une intermittence entre différents régimes éruptifs correspondant à différents modes de dégazage du magma (Parfitt, 2004; Bottiglieri et al., 2008). Dans ce cas, l'air joue le rôle du fluide newtonien et le magma celui du fluide complexe : le gaz, dissout dans le magma en profondeur, nucléée sous forme de bulles lors de la remontée du magma dans le conduit volcanique ; ces bulles viennent alors exploser en surface du conduit volcanique ou du lac de lave, au sommet du volcan (Ripepe et al., 1996; Ripepe & Gordeev, 1999). En fonction du temps d'ascension du magma dans le conduit et de la géométrie de ce dernier (Parfitt, 2004), la coalescence de plusieurs bulles peut conduire à la formation de bulles plus grosses pouvant occuper toute la largeur du conduit³, et dont l'explosion en surface est plus violente (Vergnolle & Brandeis, 1994). Enfin, la coalescence d'un grand nombre de bulles peut aussi conduire à la formation de grandes poches de gaz dont la vidange, souvent rapide, prend la forme en surface de fontaines de laves, sorte de jets de gaz puissants éjectant des morceaux de lave incandescentes (Parfitt, 2004; Allard et al., 2005). Ce qui reste incompris est la raison de l'alternance entre ces différents régimes d'explosion observés sur le terrain (Parfitt, 2004; Gonnermann & Manga, 2007). S'il a été montré que la géométrie de la chambre magmatique (Jaupart & Vergnolle, 1988, 1989) et des conduits (James et al., 2004) peut jouer un rôle clef, la vitesse de remontée des bulles dans le conduit peut aussi être un élément déterminant (Parfitt, 2004; Gonnermann & Manga, 2007). On peut donc facilement imaginer que la rhéologie non-newtonienne du magma (Webb & Dingwell, 1990; Pinkerton & Norton, 1995; Ildefonse et al., 1997; Gonnermann & Manga, 2007) et son évolution au cours du temps (Caricchi et al., 2007, 2008) peuvent jouer un rôle essentiel quant aux changements d'activité observés en surface des volcans basaltiques⁴. Une telle influence reste cependant peu ou prou étudiée à l'échelle du laboratoire, ce qui motive les expériences que nous présentons au chapitre suivant.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de faire la synthèse d'un certain nombre de travaux de physique ayant trait à l'écoulement d'un fluide newtonien (essentiellement de l'air) dans un fluide non-newtonien. Cet écoulement se produit en général sous forme de doigts et nous insisterons tout particulièrement sur le lien qui peut exister entre, d'un côté, la forme et la dynamique du doigt rempli d'air et de l'autre, la rhéologie non-linéaire du fluide environnant. Nous discuterons dans quelle mesure cette structure digitée peut jouer un rôle dans la dynamique éruptive des volcans basaltiques.

³On parle de 'slug' en anglais.

⁴La contribution de la rhéologie non-newtonienne sur la dynamique éruptive des volcans dont la lave est plus riche en silice et en cristaux que la lave basaltique, ont fait l'objet de beaucoup plus d'attention et d'études (Dingwell, 1996; Lavallée et al., 2008). Nous aborderons brièvement l'activité explosive de ces volcans dans la suite de ce chapitre. Nous nous focaliserons néanmoins essentiellement sur le volcanisme effusif des volcans basaltiques et le lien qui peut exister entre leur activité intermittente et la rhéologie non-linéaire de leur magma. En particulier, c'est l'activité de ce type de volcan qui est le mieux à même d'être décrite par les expériences de laboratoire que nous présentons au chapitre suivant.

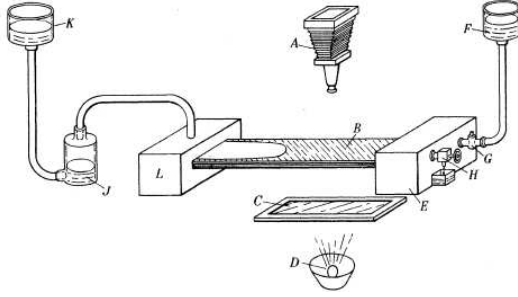


FIG. 5.2 – **Croquis du dispositif expérimental** d'une cellule de Hele-Shaw linéaire permettant d'observer l'instabilité de Saffman-Taylor. Extrait de (Saffman & Taylor, 1958).

5.2 Quelques propriétés de l'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes.

A ce stade, précisons que cette section n'a pas pour ambition de faire la synthèse des résultats ayant trait à l'instabilité de Saffman-Taylor dans le cas où le fluide le plus visqueux est non-newtonien. Nous souhaitons ici simplement décrire ce qu'est un doigt de Saffman-Taylor et résumer les principales propriétés de ce dernier lorsqu'il est constitué d'air et qu'il évolue dans une cellule de Hele-Shaw linéaire remplie d'un fluide non-newtonien.

Commençons par discuter très brièvement l'instabilité de Saffman-Taylor dans le cas de deux fluides newtoniens. Lorsqu'on pousse à l'aide d'un fluide newtonien peu visqueux un fluide newtonien plus visqueux dans une cellule horizontale et quasi 2D (largeur L , épaisseur b , Fig. 5.2), on constate que l'interface entre les deux liquides se déstabilise en plusieurs doigts sous l'action du gradient de pression (Saffman & Taylor, 1958). Un seul de ces doigts survit en régime stationnaire pour lequel on constate expérimentalement que sa largeur est reproductible, décroît lorsque la vitesse augmente, et tend vers la moitié de la largeur de la cellule à grande vitesse (Saffman & Taylor, 1958; Bensimon et al., 1986). Evaluons la largeur relative du doigt à celle de la cuve, notée λ , en fonction de la viscosité η du fluide que pousse l'air et de la tension de surface γ_s entre le fluide et l'air. La vitesse v d'avancée du doigt est imposée par le gradient de pression suivant la loi de Darcy $v = -b^2/(12\eta)\nabla P$ (Oswald, 2005), ce qui, pour un doigt de largeur λL , s'écrit aux dimensions :

$$\eta \frac{v}{b^2} \simeq \frac{\Delta P}{\lambda L} \simeq \frac{\gamma_s}{(\lambda L)^2} \quad (5.1)$$

puisque le saut de pression ΔP à l'interface est fixé par la tension de surface γ_s . On voit ainsi apparaître de façon naturelle le nombre capillaire défini par $\text{Ca} \equiv \eta v / \gamma_s$ comparant l'intensité des effets visqueux à ceux des effets capillaires, et de la relation précédente on tire l'expression de la largeur relative du doigt :

$$\lambda \simeq \left(\frac{b}{L} \right)^2 \frac{1}{\text{Ca}} \quad (5.2)$$

Cette expression, en accord avec les dépendances expérimentales, a en plus le mérite de montrer que la largeur du doigt est une fonction du nombre sans dimension noté $1/B$ et défini par $1/B \equiv 12 \text{Ca} (L/b)^2$. On constate expérimentalement que le doigt est stable en deçà d'une valeur seuil du paramètre $1/B$, et que, pour des vitesses de propagation suffisamment élevées, le doigt se ramifie en plusieurs doigts plus petits.

5.2.1 Cas des solutions rhéofluidifiantes.

Considérons le cas de solutions aqueuses rhéofluidifiantes présentant des effets élastiques négligeables. De telles solutions peuvent être obtenues en utilisant des polymères rigides comme le xanthane. On observe alors que, comparativement au cas newtonien, le doigt est plus mince et plus stable (Bonn & Meunier, 1997; Lindner, 2000; Lindner et al., 2002). L'amincissement du doigt est dû à l'anisotropie des contraintes, cette anisotropie étant liée à la rhéologie non-linéaire du fluide. En effet, c'est à la pointe du doigt que le taux de cisaillement est le plus fort et la viscosité la plus faible, ce qui favorise la 'fuite en avant' du doigt et son amincissement. Une telle interprétation peut être confirmée en introduisant une anisotropie artificielle sous forme de perturbation extérieure, comme un fil tendu à l'intérieur de la cellule sur sa longueur (Zocchi et al., 1987), ou l'utilisation d'une cellule dont l'une des faces est rayée sur sa longueur (Couder et al., 1986; Rabaud et al., 1988); Ces deux perturbations introduisent une direction de croissance privilégiée suivant la longueur de la cellule comparable à l'anisotropie longitudinale présente dans une solution rhéofluidifiante. On retrouve en effet dans ces deux cas un amincissement du doigt. La stabilité du doigt sur une large gamme de valeur du paramètre $1/B$ ne semble quant à elle pas être complètement comprise. Elle pourrait être liée aux effets élastiques jamais totalement absents des solutions de xanthane (Lindner, 2000). Enfin soulignons qu'il est possible de retrouver théoriquement la diminution de la largeur du doigt, dans le cas où la viscosité décroît comme une loi de puissance du taux de cisaillement (loi d'Ostwald-de Waele) (Corvera Poiré & Ben Amar, 1998). Le paramètre $1/B$ introduit précédemment reste dans ce cas la bonne grandeur adimensionnée décrivant l'évolution de la largeur du doigt, à condition de tenir compte de la dépendance de la viscosité η en fonction du taux de cisaillement dans l'expression du nombre capillaire (Lindner, 2000).

5.2.2 Cas des solutions viscoélastiques.

Dans le cas de solutions possédant des propriétés élastiques fortes (contraintes normales et viscosité élongationnelle élevées), comme c'est le cas par exemple des solutions de polymères flexibles type PEO, on observe l'effet opposé : le doigt en régime stationnaire est plus large que dans le cas newtonien (Bonn et al., 1995; Lindner et al., 2002). S'il est clair que ce sont les contraintes normales, et non la viscosité élongationnelle, qui sont responsables de l'élargissement, le mécanisme, complètement différent de celui observé dans les solutions rhéofluidifiantes de xanthane, semble encore assez mal compris (Lindner, 2000; Oswald, 2005). Néanmoins, le paramètre $1/B$ peut ici encore être modifié de façon empirique (ajout d'un terme de pression d'origine élastique proportionnel à la première différence des contraintes normales N_1) de façon à décrire de façon satisfaisante les courbes expérimentales (Lindner, 2000).

5.2.3 Cas des fluides à seuil.

Enfin, dans le cas d'un fluide à seuil, lorsque la différence de pression imposée est juste supérieure au seuil du fluide, le doigt a tendance à présenter de nombreuses ramifications dont la largeur caractéristique est indépendante de la vitesse. Dans ce cas, la mesure de la largeur des doigts en fonction de la contrainte seuil est en accord avec l'analyse de stabilité linéaire (Coussot, 1999; Lindner et al., 2000). Pour des différences de pression supérieures

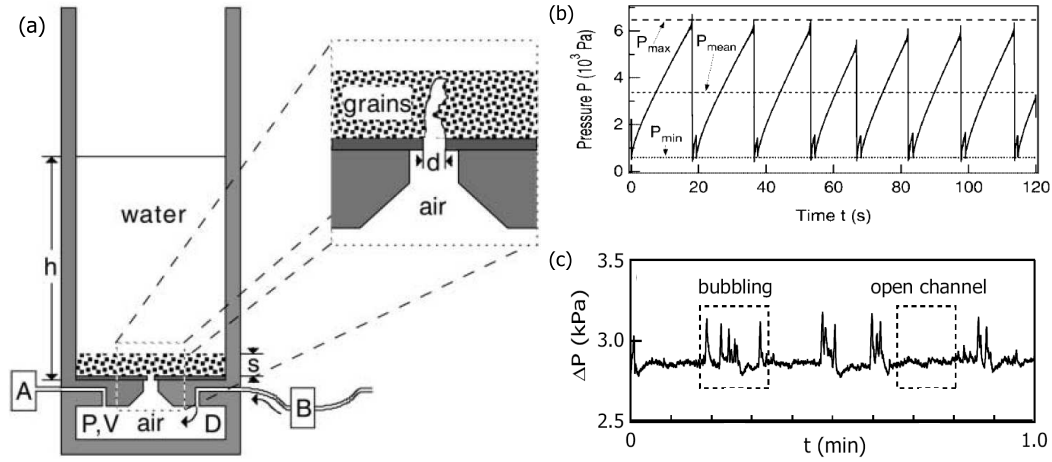


FIG. 5.3 – (a) **Croquis du dispositif expérimental.** De l'air est injecté à débit constant D dans une chambre de volume $V = 63 \text{ cm}^3$, connectée par un trou de diamètre d à la base d'une fine couche d'épaisseur s d'un matériau granulaire immergé sous une colonne d'eau de hauteur h . Les auteurs mesurent la pression dans la chambre V . (b) et (c) **Signaux de pression typiques.** Ou bien la pression présente des variations en dents de scie de grande amplitude, caractéristiques de l'émission de bulles individuelles (chaque chute de pression correspond alors à l'émission d'une bulle), ou bien la pression fluctue autour de sa valeur minimale, P_{\min} , ce qui traduit l'existence d'un canal d'air traversant toute la couche de grains. (a) et (b) extraits de (Gostiaux et al., 2002); (c) extrait de (Varas et al., 2009).

au seuil, le fluide se comporte de façon intuitive comme un fluide fortement rhéofluidifiant⁵ et on retrouve un doigt unique dans la cellule. La largeur de ce doigt décroît alors avec la vitesse et on peut retrouver des valeurs de cette largeur adimensionnée λ , inférieures à $1/2$ pour des vitesses élevées, comme discuté au paragraphe 5.2.1 (Lindner, 2000; Lindner et al., 2000).

Retenons pour la suite que, dans le cas des fluides à seuil et rhéofluidifiants, les doigts de Saffman-Taylor ont tendance à être plus fins et plus stables que dans le cas newtonien pour peu que les pressions mises en jeu soient supérieures au seuil du fluide. Mentionnons aussi pour conclure cette courte revue que, dans le cas d'un fluide newtonien contenant des grains dans la limite des faibles fractions volumiques (la solution reste newtonienne), la seule présence des grains peut suffire à abaisser fortement le seuil de stabilité du doigt de Saffman-Taylor; dans ce cas, la largeur relative du doigt reste inchangée par rapport au cas newtonien traditionnel (Chevalier, 2007; Chevalier et al., 2007).

5.3 Emission d'air à travers une couche de grains immergée.

Discutons à présent le cas où l'air n'est plus directement injecté dans la cellule de Hele-Shaw disposée verticalement⁶, mais passe d'abord au travers d'une chambre de volume V . Cette dernière impose une certaine élasticité au système par le biais de la compressibilité du gaz qu'elle renferme. Un doigt possède alors une durée de vie finie ce qui se traduit par des

⁵Rappelons qu'un fluide à seuil n'est rien d'autre qu'un fluide rhéofluidifiant dans une gamme de contrainte très restreinte, voir par exemple pages 26-28 de (Oswald, 2005).

⁶Précisons que placer la cellule verticalement permet d'évacuer l'air sous la forme d'une bulle remontant sous l'effet de la poussée d'Archimède.

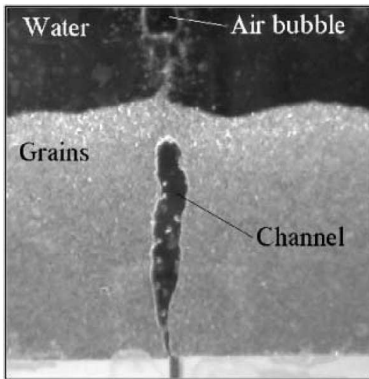


FIG. 5.4 – Canal piégé dans une couche de grains immergée placée dans une cellule de Hele-Shaw en position verticale. Noter la forte ressemblance de la tête d'un tel canal avec les doigts de Saffman-Taylor pouvant être obtenus avec d'autres fluides complexes dans une cellule de Hele-Shaw en position horizontale. Extrait de (Gostiaux et al., 2002).

oscillations en dents de scie de la surpression dans la chambre V (paragraphe 5.3.1). Une telle expérience revient donc à émettre périodiquement dans une cellule de Hele-Shaw verticale, un unique doigt de Saffman-Taylor constitué d'air et entouré d'un fluide complexe. On sent naturellement que les propriétés non-linéaires du fluide et en particulier les effets de mémoire (thixotropie, viscoélasticité, etc) vont jouer un rôle important sur la dynamique de ce doigt. Les conditions d'émission d'un tel doigt à travers une couche de granulaire immergée ont été étudiées dans deux types de cellules verticales : une cellule de Hele-Shaw (Gostiaux et al., 2002; Varas et al., 2009) ainsi qu'un tube simple (Gostiaux et al., 2002). Dans les deux cas les résultats sont très similaires, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

5.3.1 Intermittence entre deux modes de dégazage à débit constant.

L'expérience⁷ consiste à injecter de l'air à un débit D dans une chambre de volume V directement connectée, par un orifice de diamètre d , à la base d'une fine couche de grains immergée sous une hauteur d'eau h [Fig. 5.3 (a)]. Les auteurs mesurent la pression $P(t)$ à l'intérieur de la chambre dont l'évolution au cours du temps donne accès à la dynamique de dégazage à travers la couche du matériau granulaire [Fig. 5.3 (b)]. En effet, à débit imposé, la pression dans la chambre monte jusqu'à atteindre un seuil fixé par la tension de surface air/eau et le diamètre des grains. Un doigt nucléé alors depuis buse émettrice (chute rapide de la pression), puis se pince pour donner naissance à une bulle qui traverse la couche et vient exploser à la surface libre de l'eau (*régime bulle*). Un doigt peut réussir à percer la totalité de la couche de grains sans se détacher du trou d'émission pour former un canal ouvert, (*régime canal ouvert*) de durée de vie variable. Au cours de cette durée la surpression dans la chambre est constante, égale au poids de la colonne d'eau qui la surplombe [Fig. 5.3 (c)]. Lorsque ce canal s'effondre, le système retourne alors dans un régime d'émission de bulles. Pour nous, un point essentiel de la référence (Gostiaux et al., 2002) qu'on retrouve aussi mentionné dans (Varas et al., 2009), est l'existence, à débit d'air constant, d'une dynamique intermittente entre ces deux modes de dégazage : le système oscille spontanément entre régime bulle et régime canal ouvert [Fig. 5.3 (c)]. Nous monterons au chapitre suivant que cette propriété est générale pour les fluides complexes rhéofluidifiants, comme le sont les granulaires immergés.

5.3.2 Signature du fluide complexe dans les fluctuations de pression.

On constate que si le minimum de pression, P_{min} , atteint après l'émission d'une bulle est constant, le maximum de pression, P_{max} , préfigurant cette émission fluctue quant à lui

⁷On pourra lire le chapitre 3 de (Géminard, 2003) qui décrit cette expérience dans le cadre des milieux poreux déformables, et fait le lien avec la problématique plus large du vieillissement des matériaux granulaires.

de 10 % environ autour de sa valeur moyenne [Fig. 5.3 (b)]. Ces fluctuations sont à associer au fait qu'après chaque émission d'une bulle, un doigt peut rester piégé dans la couche de grains (Fig. 5.4). Ce dernier n'est séparé de la couche d'eau que par un petit bouchon de grains dont la rupture va contrôler le seuil de pression nécessaire à l'émission de la bulle suivante. Les fluctuations de P_{max} sont à relier à l'état de compacité des grains formant ce petit bouchon (Gostiaux et al., 2002). Soulignons donc que les fluctuations des maxima de pression renseignent sur l'état du matériau granulaire⁸.

Dans le chapitre suivant nous rapportons une étude expérimentale similaire dans laquelle le fluide complexe n'est plus un matériau granulaire immergé, mais un fluide à seuil rhéofluidifiant et thixotrope. Nous montrerons notamment que les variations de pression et leurs fluctuations contiennent des signatures du fluide complexe similaires à celles que nous venons de souligner. Une telle étude aura de plus l'avantage de pouvoir être comparée aux modes de dégazage d'un système naturel : le magma. Nous présentons donc, dans la dernière partie de ce chapitre, quelques aspects du dégazage du magma, en se restreignant au cas des volcans effusifs. Nous soulignerons l'aspect intermittent de ce dernier et ferons le lien avec ce que nous venons de voir.

5.4 Activité éruptive des volcans basaltiques.

Le volcanisme basaltique est le volcanisme le plus répandu sur Terre (Parfitt, 2004). Il est décrit comme effusif (par opposition au volcanisme explosif) en ce qu'il conduit souvent à la formation de coulées de lave, et se manifeste par une activité éruptive modérée dont les deux extrêmes sont représentés par l'activité du volcan Kilauea à Hawaï'i (activité historiquement nommée hawaïenne) et celle du Stromboli en Italie (activité historiquement nommée strombolienne).

▷ L'activité hawaïenne se caractérise essentiellement par des éruptions continues sous forme de fontaines de laves, dont la durée varie de quelques heures à quelques jours [Fig. 5.5 (Gauche)]. Ces fontaines consistent en de puissants jets de gaz continus pouvant aller de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres de hauteur, qui éjectent des fragments de lave incandescents pouvant aller jusqu'à 1-2 m de diamètre. La lave émise lors de telles éruptions est en général peu visqueuse (viscosité de l'ordre de 50-100 Pa) et s'échappe du cratère en de longues coulées. Les fontaines peuvent aussi laisser place à de grandes coulées de lave pouvant être accompagnées d'explosions de bulles en surface [Fig. 5.5 (Droite)]. De nombreux volcans présentent une telle activité : l'Eldfell (Îles Vestmann, Islande), l'Hekla (Islande), l'Etna (Italie) et le Miyakejima (Japon) en sont quelques exemples.

▷ L'activité strombolienne, quant à elle, est plus saccadée et se traduit par des explosions successives de bulles de taille variable dont le diamètre peut aller jusqu'à être de l'ordre de celui du conduit volcanique (nous discutons ce point en détail dans le paragraphe 5.4.1 suivant). Ces dernières peuvent être accompagnées de projection de roches alors appelées bombes volcaniques. Sur le Stromboli par exemple, ces explosions se font entendre à des intervalles de temps s'échelonnant de quelques minutes à quelques heures. Plusieurs volcans présentent une telle activité : l'Etna (Italie), le Villarrica (Chili), l'Erebus (Antarctique) et le Yassur (archipel des Vanuatu) par exemple.

⁸Une étude systématique de ces fluctuations (distribution, autocorrélation, etc.) ainsi que le lien entre l'évolution des caractéristiques de ces fluctuations et la formation de talus symétriques décrits dans (Varas et al., 2009) sont des sujets ouverts.



FIG. 5.5 – **(Gauche) Fontaine de lave.** Cratère Pu'u O'o du volcan Kilauea, Hawai'i. Au cours de l'éruption 1983-1986 [voir (Parfitt, 2004) pour un compte rendu de cette éruption], des fontaines de lave se produisaient environ tous les mois et duraient à peu près une journée. U.S. Geological Survey [<http://www.usgs.gov/>]; photo prise par J.D. Griggs, le 30 juin 1984. **(Droite) Explosion d'une bulle** à la surface du lac de lave du volcan Kilauea, Hawai'i. Extrait de (Vergniolle, 2007).

Il est important de souligner que les activités strombolienne et hawaïenne sont les manifestations d'un même genre de volcanisme, le volcanisme effusif, et qu'il n'existe aucun cloisonnement autre que scolaire entre ces deux modes éruptifs. L'Etna (Italie) par exemple, classé comme volcan hawaïen, a déjà émis des séries d'explosions discontinues caractéristiques de l'activité strombolienne avant de produire des fontaines de laves (Vergniolle, 2007). Discutons à présent les mécanismes à l'origine de ces différents modes de dégazage (bulles ou fontaines de laves).

5.4.1 Mécanismes à l'origine des modes éruptifs des volcans basaltiques.

Dans ces systèmes naturels, l'air joue le rôle de fluide newtonien et le magma celui de fluide complexe (Fig. 5.6) : le gaz, dissout dans le magma en profondeur conduit à la nucléation de bulles lors de l'ascension du magma dans le conduit volcanique. La solubilité des gaz décroît lorsque la pression diminue (Parfitt & Wilson, 2008)]. Ces bulles jouent un rôle essentiel dans l'activité éruptive à travers leur taux de nucléation, de croissance, et leur temps de résidence dans le magma⁹ (Gonnermann & Manga, 2007). Cette action est naturellement couplée à la rhéologie du magma qui va contrôler leur vitesse de montée et leur capacité à coalescer (Herd & Pinkerton, 1997).

▷ Dans le cas des éruptions stromboliennes, les bulles coalescent pour former une poche de gaz dont la largeur occupe l'intégralité du conduit (on parle de 'slug' en anglais) qui vient alors exploser en surface (Vergniolle & Brandeis, 1994, 1996). Une telle poche de gaz peut se former soit suite à la présence d'une constriction dans le(s) conduit(s) ou dans la chambre magmatique, qui permet aux bulles de se rassembler, de former une mousse, puis de coalescer (Collapsing Foam Model, CFM) (Jaupart & Vergniolle, 1988, 1989; Parfitt, 2004), soit de façon dynamique lors de la (lente) remontée du magma dans le conduit (Rise Speed Dependent Model, RSDM) (Parfitt, 2004). Dans ce dernier cas, l'orientation spatiale des conduits joue un rôle clef sur la distance nécessaire que doit parcourir le magma pour former un 'slug' (James

⁹Ceci fait apparaître le fait qu'il y a *plusieurs temps en compétition*, en particulier le taux de nucléation de bulles et le temps visqueux de remontée d'une bulle. Notons d'emblée l'analogie avec l'expérience de laboratoire que nous avons présentée dans la partie précédente (paragraphe 5.3.1), dans laquelle figurait déjà de façon naturelle ces deux temps : la fréquence d'émission des bulles à la base de la couche de grains immergée et le temps typique d'ascension d'une bulle à travers cette couche.

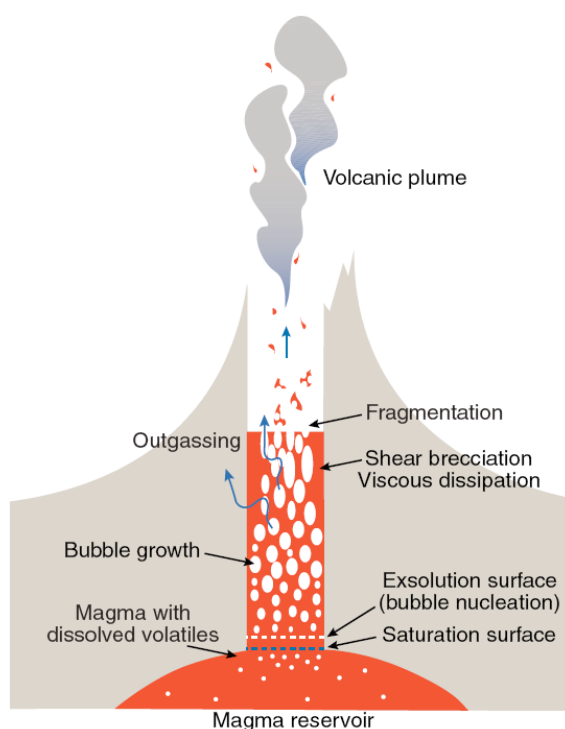


FIG. 5.6 – **Illustration schématique du fonctionnement d'un volcan.** Le magma en profondeur contient des gaz dissous (essentiellement de l'eau, du CO_2 et du SO_2) dont la solubilité est une fonction croissante de la pression. Lors de la remontée du magma dans le conduit, la chute de pression entraîne la nucléation de bulles dont la taille augmente tout au long de la remontée, précipitant l'ascension du magma vers la surface. Cette représentation reste très schématique : la chambre magmatique peut être suffisamment proche de la surface pour contenir des bulles, de même que la géométrie de la chambre et du conduit peut être beaucoup plus tortueuse. Extrait de (Gonnermann & Manga, 2007).

et al., 2004).

▷ Dans le cas des éruptions hawaïennes, le mécanisme de formation des fontaines de lave, quoique similaire, est toujours sujet à débat (Parfitt, 2004). Pour les partisans du CFM, une fontaine est la conséquence de la vidange brutale d'une grande poche de gaz formée en profondeur par la coalescence de bulles retenues par une constriction (Jaupart & Vergnolle, 1989). Un tel scénario a déjà été constaté sur l'Etna où il a été prouvé, par l'analyse chimique de la phase gazeuse, que la source de gaz de la fontaine n'avait pu se former lors de la remontée du magma, mais bien en profondeur, bien avant le début de l'éruption (Allard et al., 2005). Pour les partisans du RSDM, une fontaine résulte de la coalescence dynamique des bulles lors de la (rapide) remontée du magma dans le conduit volcanique (Parfitt, 2004; Gonnermann & Manga, 2007). Ce dernier modèle échoue néanmoins à rendre compte d'un certain nombre d'observations de terrain, à commencer par l'intermittence entre les différents modes de dégazage (bulles, fontaines de lave, etc) que nous abordons maintenant.

5.4.2 Intermittence du dégazage.

Un volcan basaltique en activité est un système dynamique, i.e. son activité peut évoluer au cours du temps et il est susceptible de dégazer suivant les différents modes précédemment discutés. L'Etna par exemple, d'activité hawaïenne, peut produire des séries d'explosions stromboliennes avant de dégazer sous forme de puissantes fontaines de lave (Vergnolle, 2007). Le volcan Shishaldin en Alaska présente quant à lui une activité strombolienne en général. Il connaît aussi des événements rares et violents¹⁰ attribués à la remontée d'une large poche de

¹⁰Ces événements sont assimilés à de l'activité subplinienne (Vergnolle & Caplan-Auerbach, 2004). L'activité plinienne est commune chez les volcans explosifs et correspond au dégazage d'une lave très visqueuse. La remontée des bulles est en général plus lente que le temps de montée de la pression dans la chambre magmatique ou le conduit ; le magma est alors pulvérisé au cours d'une ou plusieurs explosions violentes (Parfitt & Wilson, 2008).

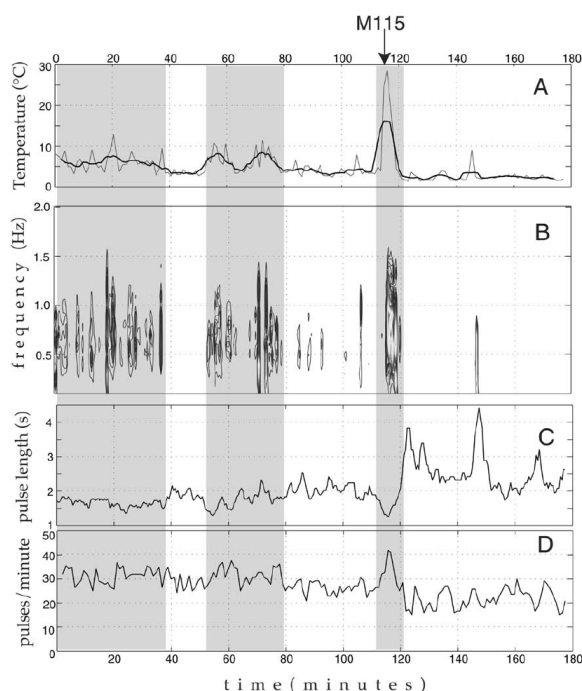


FIG. 5.7 – Exemple d'enregistrement réalisé au Stromboli, représentatif de son activité intermittente. Les auteurs ont réalisé des mesures de température au-dessus des cratères (on rappelle que sur ce volcan la lave et les bulles explosant en surface ne sont que rarement visibles, d'où la nécessité d'utiliser des mesures indirectes). L'explosion de bulles en surface se traduit par un jet chaud et une augmentation de la température (A) dont le spectrogramme filtré entre 0.1 et 5 Hz est représenté en (B). La durée moyenne des bouffées de température (sur une minute) est représentée en (C). Enfin, (D) correspond au taux de bouffées de température par minute. Les périodes de haute activité thermique sont grisées. Extrait de (Ripepe et al., 2002).

gaz, formée en profondeur, dans un conduit chargé d'une très forte densité de bulles. Le passage de la poche provoque alors une coalescence soudaine et massive de bulles présentes dans le conduit et donne lieu quelques minutes plus tard, à une éruption très violente (Vergniolle et al., 2004; Vergniolle & Caplan-Auerbach, 2004). Ces deux exemples montrent clairement qu'un volcan n'appartient pas à une catégorie donnée (strombolien, hawaïen, etc), mais que c'est un système susceptible d'évoluer sous l'effet de plusieurs facteurs internes : apport de gaz et de magma en profondeur, composition de ces derniers, etc. Bref, un volcan est un système dont l'activité évolue spontanément au cours du temps : c'est un système intermittent. L'intermittence à laquelle nous faisons ici référence est celle introduite historiquement par Batchelor et Townsend à propos des fluctuations de vitesse en turbulence développée qui présente des périodes de calme et des périodes d'activité intense ('bouffées') (Batchelor & Townsend, 1949). Nous utiliserons le terme "intermittence" pour faire référence à l'état d'activité d'un système qui oscille de façon spontanée entre deux états bien définis, alors que le (ou les) paramètre(s) de contrôle de l'expérience sont *a priori*¹¹ maintenus constants.

Quelles sont les signatures de cette intermittence ?

Discutons ce point sur un exemple concret : le Stromboli. Ce volcan présente une activité intermittente (Ripepe, 1996; Ripepe et al., 1996). Elle s'observe d'abord sur les enregistrements des signaux infrasonores qui mettent en jeu des fréquences de quelques hertz (2 - 4.5 Hz) et sont attribués aux explosions de larges bulles en surface (paragraphe 5.4) (Vergniolle & Brandeis, 1996; Vergniolle et al., 1996). Une étude menée en 1999 sur la fréquence, l'intensité et la durée de ses explosions a mis à jour, au cours de la période considérée, deux modes de dégazage distincts (Fig. 5.7). Le premier correspond à des séquences d'explosions très courtes, intenses et fréquentes (0.5 - 1 explosion par seconde) associées à un niveau de magma élevé dans le conduit. Le second correspond à des séquences d'explosions plus longues, d'intensité plus faible et moins fréquentes (0.2 - 0.3 explosion par seconde), elles-mêmes associées à un

¹¹Ce point est longuement discuté dans la suite du manuscrit.

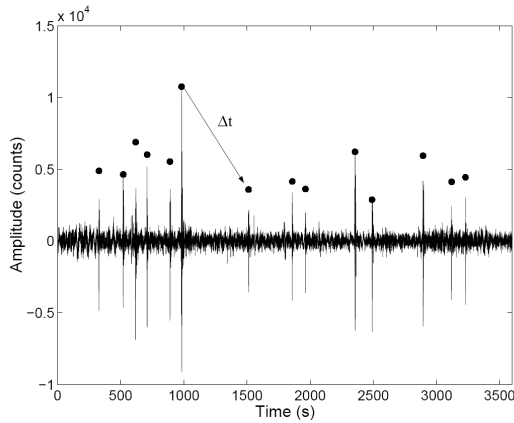


FIG. 5.8 – Un exemple de signal sismique enregistré sur le Stromboli en 1997 correspondant à une heure de signal filtré pour ne garder que la fenêtre de fréquence $[0.02-1]$ Hz. Les maxima, pointés sur le signal correspondent aux ondes de type VLP (*Very Long Period*). Extrait de (Bottiglieri et al., 2005).

niveau de magma plus bas dans le conduit (Ripepe et al., 2002). L’alternance entre ces deux types de séquence a été interprétée comme la signature d’une variation de l’apport de magma neuf en profondeur (Ripepe et al., 2002). Un fort apport en magma se traduit par une montée de la lave dans le conduit et par la nucléation d’une forte quantité de bulles qui coalescent et viennent exploser fréquemment en surface; un apport plus faible en magma correspond naturellement aux effets opposés¹².

L’intermittence strombolienne se manifeste aussi sur les signaux sismiques enregistrés en surface et dont l’origine est en général attribuée à la coalescence des bulles présentes dans le magma¹³ (Ripepe & Gordeev, 1999) - ce sont ces grandes bulles qui explosent ensuite en surface. Cette activité a été récemment étudiée en terme statistique (Bottiglieri et al., 2005, 2008). En particulier, il en ressort que la distribution des temps d’attente entre les différentes ondes sismiques associées aux explosions (Fig. 5.8) présente une loi de Poisson (Bottiglieri et al., 2005) de paramètre constant ($\lambda^{-1} \simeq 2.8$ min) pour la période d’activité étudiée. Une telle distribution est en accord avec la taille des bulles résultantes (*‘slugs’*) estimée par des méthodes complémentaires et a permis aux mêmes auteurs de décrire l’activité strombolienne comme un processus stochastique à l’aide d’une carte non-linéaire bien choisie (Bottiglieri et al., 2008). Cette étude a le mérite de mettre le doigt sur le fait *qu’un processus non-linéaire est à même de reproduire le comportement du Stromboli*; elle ne donne cependant aucune information sur l’origine physique de la non-linéarité responsable de l’intermittence observée.

Enfin, notons que le délai temporel entre les ondes sismiques et infrasonores peut lui même présenter des fluctuations au cours du temps. Ces dernières ne sont pas intermittentes au sens où elles n’oscillent pas entre deux états bien définis comme peuvent le faire les activités infrasonore et sismique [voir par exemple la figure 5 de la référence (Ripepe et al., 2001)]. Néanmoins, il est intéressant de noter que le délai temporel entre ces deux types d’ondes évolue au cours du temps et que cette évolution a été interprétée comme des variations de propriétés du magma et/ou, comme le déplacement du lieu de la source des ondes sismiques, i.e. du lieu de la coalescence des bulles (Ripepe et al., 2001).

¹²Nous reviendrons en détail sur une telle interprétation à la lumière des résultats expérimentaux que nous présentons au chapitre suivant.

¹³Il est important de préciser que pour un grand nombre d’autres volcans, la seule nucléation des bulles en profondeur suffit à générer de tels signaux. Voir, par exemple, la discussion faites dans (Ripepe et al., 2001).

Une interprétation robuste de ces changements d'activité.

Une interprétation robuste des changements (réguliers) d'activité des volcans basaltiques, a été proposée par Jaupart & Vergnolle (1988). Celle-ci repose sur l'idée suivante : les bulles qui se forment dans le magma peuvent remonter dans le conduit et venir exploser en surface ; ou bien elles peuvent s'accumuler et rester piégées sous le toit de la chambre magmatique (ou dans une constriction du conduit) où elles forment une mousse. Lorsque l'épaisseur de ce tapis de bulles est suffisante, ces dernières coalescent et forment une large poche de gaz qui s'engouffre alors dans le conduit ; cette poche vient violemment exploser en surface sous forme d'une grosse bulle (explosion courte) ou d'une fontaine de lave (explosion plus longue) suivant sa taille. Ce mécanisme a été étayé par une expérience de laboratoire discutée sur la figure 5.9 (Jaupart & Vergnolle, 1989) et dont les résultats sont en très bon accord avec les observations de terrain faites lors des éruptions du volcan Kilauea dans les années 80 et notamment avec les variations du niveau du magma dans le conduit volcanique (Vergnolle & Jaupart, 1990). Le point sur lequel nous souhaitons insister ici est que les changements d'activité générés par un tel scénario sont périodiques lorsque tous les paramètres de l'expérience sont maintenus constants (débit d'air, viscosité et tension de surface du fluide). Pour observer des changements spontanés d'activité ou générer une activité non-périodique, il est nécessaire d'invoquer une variation du débit ou un changement de la viscosité du fluide. Le même type d'argument est invoqué par d'autres auteurs pour expliquer l'activité intermittente du Stromboli par exemple [variations du débit d'apport de magma en profondeur (Ripepe et al., 2002)]. La question que nous soulevons est de savoir si de telles variations des paramètres du système (débit d'apport de gaz ou de magma, viscosité du fluide, etc.) sont nécessaires pour rendre compte des changements spontanés d'activité observés en surface. Pour proposer une réponse, évoquons brièvement les arguments proposés pour des volcans plus violents que les volcans basaltiques : les volcans explosifs.

D'autres idées pour interpréter l'intermittence.

L'intermittence n'est pas l'apanage des volcans basaltiques et il est instructif de résumer brièvement les arguments avancés par un certain nombre d'auteurs pour justifier les changements d'activité spontanés des volcans explosifs¹⁴. Ces volcans, qui peuvent dégazer de manière effusive, i.e. de la même façon que les volcans basaltiques, peuvent aussi dégazer de façon explosive lorsque la fraction volumique de gaz à l'intérieur du conduit devient trop importante ($> 70\%$). Le magma est alors susceptible de se fragmenter pour être éjecté du conduit sous forme de gigantesques panaches (jusqu'à 20 km de hauteur) ou sous forme d'écoulements pyroclastiques (Jaupart, 1996; Parfitt & Wilson, 2008). Ce sont en général les *non-linéarités inhérentes au système volcanique* qui sont prises en compte pour expliquer l'alternance entre ces deux types d'activité, effusive et explosive. Ces non-linéarités jouent un rôle clef dans la façon dont le gaz, présent dans le magma sous pression, peut s'échapper, y compris au travers des parois latérales du conduit (Jaupart & Allègre, 1991; Woods & Koyaguchi, 1994). Ainsi, lorsque la progression du magma dans le conduit est lente, notamment du fait de sa viscosité élevée, une compétition s'installe entre le temps d'ascension du magma dans le conduit et sa cristallisation qui favorise les pertes latérales (Melnik & Sparks, 1999). Ces pertes peuvent aussi s'effectuer directement au travers du magma par la création de fractures en son sein, en général au voisinage des parois du conduit volcanique. Dans ce cas, la fracture du magma peut contribuer à un dégazage effusif plutôt qu'explosif (Gonnermann & Manga, 2003), puisqu'elle permet un abaissement de la pression dans le magma, y compris

¹⁴Ces volcans possèdent un magma dont la teneur en silice est beaucoup plus importante que celle des volcans basaltiques ; la viscosité de ces magmas est donc beaucoup plus élevée (Parfitt & Wilson, 2008).

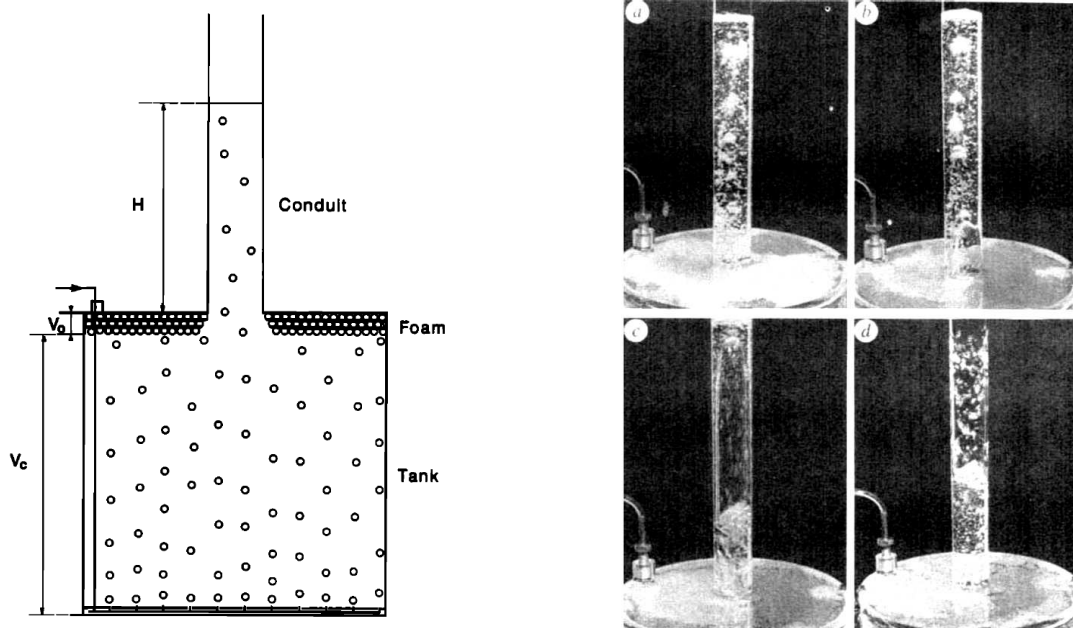


FIG. 5.9 – (Gauche) : Croquis de l'expérience de C. Jaupart & S. Vergnolle. De l'air est injecté sous forme de bulles par un jeu de capillaires régulièrement répartis au bas d'un cylindre (représentant la chambre magmatique) prolongé par un cylindre plus fin (représentant le conduit volcanique). L'ensemble est rempli d'un fluide newtonien (le magma). Les bulles peuvent remonter le conduit ou rester piégées sous le toit de la chambre magmatique. Extrait de (Vergnolle & Jaupart, 1990). (Droite) : Séquence de photos de l'activité typique observée en surface du dispositif expérimental. (a) les bulles s'accumulent sous le toit de la chambre et le niveau de liquide monte dans le conduit ; (b) lorsque le tapis de bulles dépasse une épaisseur critique, celles-ci coalescent et forment une large poche de gaz qui remonte dans le conduit ; (c) cette poche de gaz explose sous forme d'un jet d'air annulaire. (d) Après l'explosion, le niveau de liquide est plus bas et on note la présence des projections sur les murs du conduit. Extrait de (Jaupart & Vergnolle, 1988).

en profondeur (Okumura et al., 2006, 2008). L'existence de ces fractures a très tôt été associée à la rhéologie non-newtonienne du magma (Dingwell, 1996) et fait encore l'objet d'une attention soutenue de la communauté géophysicienne (Gonnermann & Manga, 2003; Lavallée et al., 2008).

De façon surprenante, le rôle de la rhéologie non-newtonienne du magma n'a, à notre connaissance, pas été invoquée pour justifier l'intermittence entre les différents régimes éruptifs observés dans les volcans basaltiques. D'une part peut-être parce que le magma basaltique est en général beaucoup moins visqueux et ne présente pas de phénomène de fracture ; d'autre part, peut-être aussi parce qu'il est souvent raisonnable de le considérer en première approximation comme newtonien (Ildefonse et al., 1997). Ce fluide n'en demeure pas moins non-newtonien (Webb & Dingwell, 1990). Ainsi une des idées que nous essayerons d'étayer au chapitre suivant par des expériences de laboratoire est la suivante : l'intermittence observée en surface des volcans basaltiques pourrait (en partie) être la conséquence de la rhéologie non-linéaire du magma. Terminons ce chapitre par une rapide synthèse des propriétés rhéologiques du magma qui nous permettra de cerner au mieux les ingrédients essentiels à utiliser dans une expérience de laboratoire dont le but est de prendre en compte les aspects non-linéaires de la rhéologie du magma.

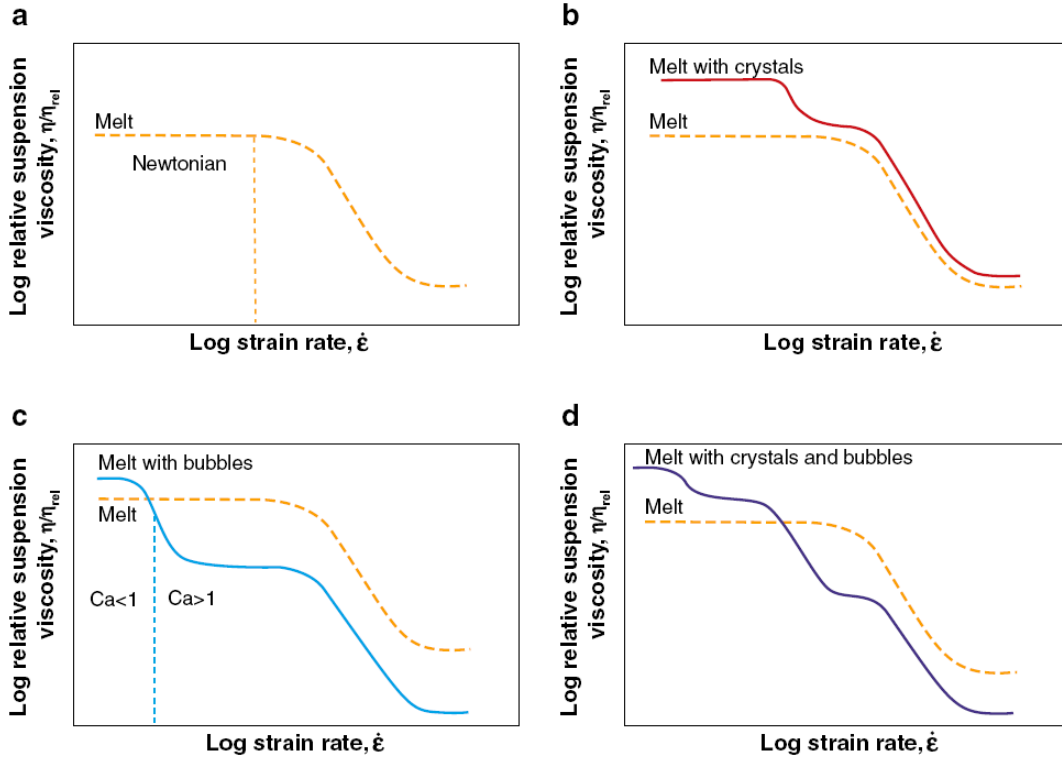


FIG. 5.10 – Évolution schématique de la viscosité effective avec le taux de déformation (a) du magma seul : le magma est un fluide essentiellement rhéofluidifiant ; c'est une caractéristique robuste qui dépend peu de sa composition chimique, (b) du magma en présence de cristaux, (c) du magma en présence de bulles (le nombre sans dimension, Ca , désigne le nombre capillaire qui compare les effets du taux de cisaillement à ceux de la tension de surface, voir texte) et (d) du magma en présence de bulles et de cristaux. Noter que dans ce dernier cas, la présence des bulles et des cristaux peut être traitée séparément. Extrait de (Gonnermann & Manga, 2007).

5.4.3 De la rhéologie non-newtonienne du magma.

Comportement général.

Le magma est un liquide constitué d'un mélange de roches fondues ($T_{fus} \simeq 1200^\circ\text{C}$ pour des roches basaltiques) dont le comportement rhéologique dépend essentiellement : du taux de déformation $\dot{\epsilon}$, de la quantité de cristaux présents, de la quantité de bulles ainsi que de la température et de la pression¹⁵ (Gonnermann & Manga, 2007). La composition chimique ne joue quant à elle que sur la valeur de la viscosité à cisaillement nul (Webb & Dingwell, 1990). Pour fixer les idées, à $T = 1300^\circ\text{C}$ la viscosité d'une lave basaltique vaut typiquement de $\eta \simeq 10$ Pa.s contre $\eta \simeq 10^5$ Pa.s pour une lave plus riche en silice (rhyolite) (Pinkerton & Norton, 1995). Pour les faibles taux de déformation ($\dot{\epsilon} < 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) et en l'absence de cristaux (magma dit aphyrique), le magma se comporte comme un fluide newtonien (Ildefonse et al., 1997). En dehors de ce domaine de paramètres, le magma présente de façon générale comme un fluide non-newtonien *rhéofluidifiant* pour lequel la viscosité décroît en loi de puissance du taux de déformation [Fig. 5.10 (a)-(b)] (Ildefonse et al., 1997; Gonnermann & Manga, 2007).

¹⁵Une température basse favorise la formation de liaisons Si-O qui augmente la valeur de la viscosité de cisaillement ; on parle alors de polymérisation de la lave ; l'effet de la pression dépend du degré de polymérisation.

Dès que la fraction volumique de cristaux présents dépasse $\phi \simeq 20\text{-}35\%$, le magma présente en plus un *seuil d'écoulement* dont les valeurs n'excèdent pas 100 Pa pour les magmas basaltiques (Pinkerton & Norton, 1995; Hoover et al., 2001). L'existence d'un seuil favorise la présence de petites bulles piégées dont nous discutons l'interaction avec l'écoulement au paragraphe suivant. Enfin, pour des teneurs en cristaux plus élevées ($\phi \simeq 65\text{-}70\%$) la phase solide percole pour former une charpente semi-rigide qui empêche la lave de s'écouler (Ildefonse et al., 1997). *On retiendra donc essentiellement que, dans les régimes où la lave est susceptible de s'écouler suffisamment rapidement, sa rhéologie se caractérise par l'existence d'un seuil et un caractère rhéofluidifiant.*

Influence de la présence de bulles.

Les bulles, formées par nucléation des espèces volatiles dans le magma, ascendantes ou piégées sous l'effet du seuil suivant leur taille, apportent deux types de modifications à la viscosité du magma (Rust & Manga, 2002b; Gonnermann & Manga, 2007). Pour de faibles déformations devant la tension de surface (i.e. $Ca \equiv \eta \dot{\epsilon} R / \gamma_s < 1$ où R désigne le rayon d'une bulle et γ_s la tension de surface associée à l'interface air/magma), les bulles restent sphériques et le mélange se comporte comme une suspension non-brownienne de viscosité d'autant plus importante que la fraction volumique de bulles est grande. Pour des déformations suffisamment grandes ($Ca > 1$) les bulles interagissent avec l'écoulement et s'alignent suivant les gradients de vitesse contribuant à faire chuter la viscosité effective du mélange [Fig. 5.10 (c)]. La présence de bulles contribue ainsi à renforcer le caractère rhéofluidifiant du magma (Llewellyn et al., 2002). En plus de leur action sur la viscosité effective du mélange, il a très récemment été montré dans une série d'expériences de laboratoire menées sur des échantillons de lave riche en silice (rhyolites), que ces mêmes bulles peuvent coalescer sous l'effet du cisaillement (Okumura et al., 2006); elles constituent alors un réseau de canaux (Fig. 5.11). Un point essentiel est que ce type de structures est susceptible de se former même pour des fractions volumiques de bulles peu élevées (dès $\phi \simeq 20\%$) et se développe d'autant plus facilement que le cisaillement est important. De plus, les auteurs de cette étude attribuent un rôle prépondérant à ces réseaux de bulles dans le mécanisme de dégazage des volcans explosifs (Okumura et al., 2008), puisque ce genre de structure devrait pouvoir apparaître in situ avant toute fracture du magma. Notons cependant que le lien entre l'existence de ce type de structure et la rhéologie non-newtonienne du magma n'est pas fait. Nous pensons que de tels canaux ne sont pas spécifiques à la lave riche en silice, mais que, au contraire, ils sont une conséquence de la rhéologie non-newtonienne du magma et sont, en ce sens, très génériques. C'est un point que nous discuterons en détail dans le chapitre suivant.

Effets dépendant du temps.

Il ressort des deux paragraphes précédants que le magma possède une structure hétérogène puisqu'il peut contenir des bulles et des cristaux [Fig. 5.10 (d)]. La migration de ces structures sous cisaillement confère un temps de mémoire naturel au magma (lié au temps de déformation et de diffusion de ces structures) qui est donc à même de présenter des effets de thixotropie. De tels effets sont naturellement difficiles à quantifier expérimentalement mais leur rôle sur la dynamique éruptive est tout de même pressenti comme potentiellement important (Pinkerton & Norton, 1995). L'évolution des conditions de température et de pression sont la deuxième source de dépendance des propriétés rhéologiques avec le temps. En particulier, des cycles de pressurisation peuvent avoir pour conséquence une structuration du magma et une évolution à temps long de ces propriétés (Gonnermann & Manga, 2003). De façon générale, les effets dépendant du temps ayant trait à la rhéologie du magma et leur

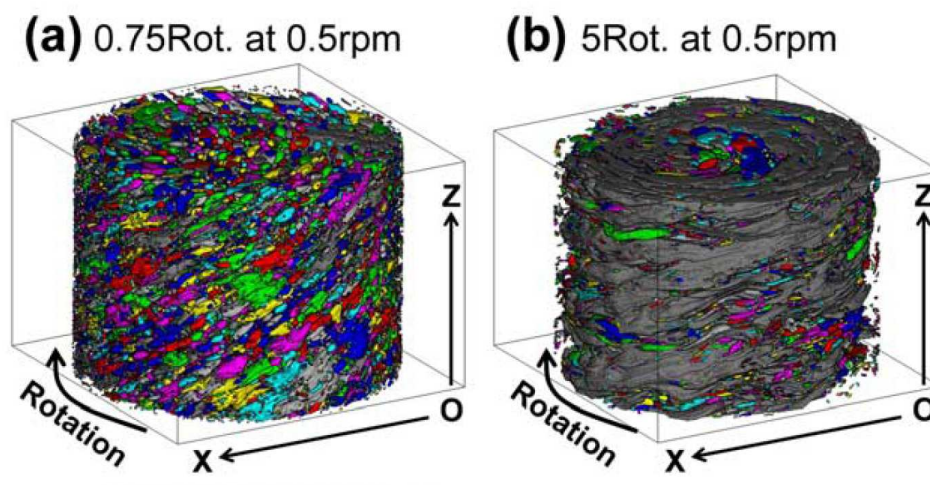


FIG. 5.11 – **Image 3D obtenue par tomographie de rayons X des bulles** présentes dans un échantillon de rhyolite porté à 975°C et soumis à un cisaillement circulaire (a). Après une rotation de $3/4$ de tour effectuée à une vitesse de 0.5 rpm par la seule partie inférieure du récipient, les auteurs constatent la coalescence d'un certain nombre de bulles (b). Ce nombre s'est considérablement accru après 5 tours. Les bulles voisines qui ne sont pas interconnectées sont de couleurs différentes. La bulle de couleur grise est la plus grosse bulle de l'échantillon. Extrait de (Okumura et al., 2008).

conséquence sur la dynamique éruptive restent un champ très peu étudié, en particulier au travers d'expériences modèles de laboratoire.

5.5 Problématiques à retenir pour le chapitre suivant.

Dans ce chapitre, nous avons commencé par rappeler les propriétés des doigts de Saffman lorsque ces derniers sont constitués d'air et poussent un fluide non-newtonien. Nous avons ensuite souligné dans quelle mesure l'ajout d'une chambre en amont de la cellule de Hele-Shaw permet de rendre ces doigts vivants : ils quittent la buse émettrice sous forme de bulles ou d'un doigt traversant l'intégralité du milieu non-newtonien. Dans le cas d'un matériau granulaire immergé, nous avons insisté sur le fait que la rhéologie non-linéaire du milieu semblait être une condition suffisante pour qu'à débit d'air constant, le dégazage oscille spontanément entre ces deux modes d'émissions : bulles et canal ouvert. Reste que de telles observations n'ont été rapportées que pour ce système athermique. C'est pour cette raison que nous allons nous concentrer au chapitre suivant sur l'émission d'air à la base d'une colonne d'un fluide non-newtonien, thermique. Nous verrons notamment que cette intermittence du dégazage est toujours présente dans cet autre système mou vitreux.

Nous montrerons de plus que ces solutions possèdent des caractéristiques similaires au magma dont nous avons pris le temps de discuter les propriétés et les différents modes de dégazage dans la deuxième partie de ce chapitre. Ceci nous permettra de faire une mise en perspective géophysique de nos résultats de laboratoire et de suggérer que l'intermittence observée en surface des volcans basaltiques pourrait être liée (au moins en partie) à la rhéologie non-linéaire du magma.

Chapitre 6

Dégazage intermittent à travers une colonne de fluide non-newtonien.

"Is your experiment clean or dirty?"

Chao Sun

"Well, he means is there any surfactant in your experiment?"

Devaraj van der Meer

- Questions posées lors d'un séminaire donné à Enschede (Pays-Bas), le 8 Janvier 2009 -

Sommaire

6.1	Introduction.	102
6.2	Philosophie de l'expérience.	102
6.2.1	Dispositif expérimental.	102
6.2.2	Acquisition des données; étalonnage.	102
6.2.3	Rhéologie du fluide complexe.	103
6.2.4	Choix d'un protocole expérimental.	105
6.3	Dégazage intermittent à débit constant.	110
6.3.1	Quelques propriétés de l'émission des bulles.	111
6.3.2	Mécanisme de formation du canal.	114
6.3.3	Quelques remarques sur le canal ouvert.	116
6.4	Etude statistique des modes de dégazage.	117
6.4.1	Comportement global du système.	117
6.4.2	Comportement local du système.	119
6.5	Relecture des résultats dans un cadre géophysique.	127
6.5.1	Est-il pertinent de comparer du magma et du gel pour cheveux?	127
6.5.2	Quels résultats pourraient être transposables en géophysique?	128
6.6	Conclusions.	130
6.7	Questions ouvertes et perspectives.	131

▷ **Intermittent outgassing through a non-Newtonian fluid,**

T. Divoux, E. Bertin, V. Vidal & J.-C. Gémard, *Physical Review E* **79**, 056204 (2009).

▷ **Dégazage intermittent à travers une colonne de fluide complexe,**

T. Divoux, V. Vidal, F. Melo & J.-C. Gémard,

Comptes-rendus de la 11^{me} Rencontre du Non-Linéaire, Paris (2008) (ISBN 2-9516773-7-5).

6.1 Introduction.

Dans ce chapitre nous présentons des résultats expérimentaux ayant trait au dégazage à travers une colonne de fluide complexe. Nous montrons que l'utilisation d'un fluide rhéofluidifiant, présentant un seuil et de la thixotropie peut conduire à un dégazage intermittent. En effet, de l'air injecté à *débit constant* à la base d'une colonne d'un tel fluide est à même d'être relâché soit sous forme de bulles indépendantes (*régime bulle*), soit sous forme d'un canal tortueux qui traverse la colonne de fluide de bas en haut (*régime canal ouvert*). En particulier, nous montrons qu'un tel canal est susceptible d'apparaître lorsque le temps d'injection entre deux bulles à la base de la colonne est inférieur au temps de mémoire du fluide. Il existe donc un débit seuil en-deçà duquel le dégazage se produit uniquement sous forme de bulles, et au-delà duquel le dégazage alterne spontanément entre bulles indépendantes et canal ouvert.

Le chapitre s'organise de la façon suivante : après avoir quantifié les propriétés rhéologiques du fluide complexe utilisé, nous présentons le protocole expérimental choisi¹. Dans un deuxième temps, nous discutons le mécanisme d'émission des bulles et celui de formation du canal. Le coeur du chapitre consistera en une étude statistique de l'intermittence entre ces deux modes de dégazage : nous montrerons en particulier que si le temps moyen passé en régime bulle est bien défini, et d'autant plus court que la fréquence d'injection des bulles est grande, le temps de vie du canal ouvert est, quant à lui, largement distribué. Nous discuterons aussi l'influence des bulles piégées dans la colonne de fluide sur ce processus. Nous verrons notamment que leur présence contribue à accroître le temps de mémoire du fluide et favorise par là un dégazage intermittent. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une mise en perspective de nos résultats dans un contexte géophysique.

6.2 Philosophie de l'expérience.

6.2.1 Dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental (Fig. 6.1) se compose d'un tube de plexiglass vertical (diamètre intérieur 74 mm, hauteur 270 mm) rempli d'un fluide non-newtonien dont les caractéristiques sont discutées au paragraphe 6.2.3. De l'air est injecté à un débit volumique contrôlé Q (contrôleur de débit Bronkhorst, Mass-Stream Series D-5111, $Q \in [0.17, 1.74]$ cm³/s) dans une chambre partiellement remplie d'eau (volume d'air V) et directement reliée à la base de la colonne de fluide par une série de tuyaux rigides (diamètres typique 8 mm) ; l'air est introduit dans le fluide à l'aide d'une buse métallique (diamètre $d = 2.0$ mm).

Le rôle de la chambre est double. L'air qui la traverse conserve un taux d'humidité élevé du fait de la présence d'eau, ce qui permet de prévenir efficacement le séchage du fluide (Divoux et al., 2008). Ensuite, elle confère une certaine *élasticité*, essentielle au système, comme nous l'avons discuté au chapitre précédent (paragraphe 5.3). Nous y reviendrons dans le paragraphe 6.3.1, en décrivant l'émission de bulles dans le fluide.

6.2.2 Acquisition des données ; étalonnage.

Nous mesurons l'évolution de la surpression à l'intérieur de la chambre (de volume V) en fonction du temps, définie comme $\delta P(t) \equiv P(t) - P_0$, où P_0 désigne la pression atmosphérique, à l'aide d'un capteur de pression différentiel compensé en température (Honeywell S&C, 176PC28HD2) relié à un multimètre (Keithley, 196) ; une routine C++ enregistre les valeurs

¹Ce point est particulièrement important du fait de la thixotropie du fluide utilisé.

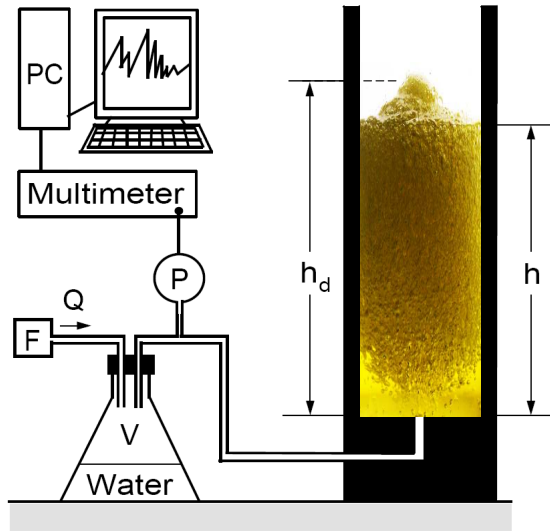


FIG. 6.1 – **Croquis du dispositif expérimental.** De l'air est injecté à l'aide du contrôleur de débit $[F]$ dans une chambre (volume V) reliée à la base d'une colonne de fluide complexe (hauteur h). Nous mesurons la pression P à l'intérieur de la chambre en fonction du temps. La partie droite de l'image est une photo (étirée verticalement) de la colonne en "régime quasi-stationnaire" sur laquelle on peut voir des bulles piégées dans le fluide (effet du seuil) dont la répartition dépend de l'altitude (gradient de densité de bulles pointant vers le haut de la colonne).

lues par le multimètre (précision 0.1 Pa) à une fréquence de l'ordre de 5 Hz. Nous verrons que la surpression dans la chambre est la bonne observable qui permet d'avoir accès aux différents régimes de dégazage, contrairement à l'observation visuelle directe de la colonne qui est rapidement rendue impossible par la présence de bulles piégées dans le fluide (paragraphe 6.2.4). Nous notons aussi l'évolution de la hauteur h_d maximale du fluide dans la colonne, ainsi que la hauteur $\Delta h = h_d - h$ du dôme susceptible de se former au cours du temps (Fig. 6.1).

Le volume de la chambre et des tuyaux de raccord est mesuré en bouchant la buse émettrice d'air à la base de la colonne et en imposant un débit constant Q . La pression dans la chambre croît alors linéairement au cours du temps suivant :

$$\delta \dot{P}(t) = \frac{\rho Q}{M} \cdot \frac{RT}{V} \quad (6.1)$$

où R désigne la constante des gaz parfaits et où ρ et M désignent respectivement la masse volumique et le volume molaire de l'air. La pente $\delta \dot{P}(t)$ (relation 6.1) donne directement accès au volume V de la chambre avec une précision relative de 5 %. Les volumes typiques rapportés dans ce manuscrit sont de quelques centaines de cm^3 .

6.2.3 Rhéologie du fluide complexe.

Le fluide que nous utilisons est une solution commerciale de gel coiffant (*Gel coiffant, fixation extra forte, Auchan*). Ce choix est principalement justifié par le fait que ces solutions sont très bon marché et accessibles en grande quantité. Elles ont aussi le mérite d'être stables dans le temps pour peu qu'on garantisse un taux d'humidité élevé et constant (Divoux et al., 2008). Le gel est dilué avec de l'eau distillée ; les solutions que nous décrivons dans le manuscrit ont un contenu typique de 10 ou 15 % d'eau en masse. Ces solutions sont laissées une journée sous agitation (agitateur magnétique standard) et une nuit au repos avant toute utilisation. Ces solutions n'étant pas couramment utilisées pour réaliser des expériences, nous en avons caractérisé la rhéologie. Toutes les mesures de rhéologie ont été obtenues à l'aide d'un rhéomètre (Bohlin Instruments, C-Vor 150) équipé d'une géométrie plan-plan (PP-60). Sur chacun des disques, on a pris soin de coller du papier de verre (marque 3M, grain : P240) pour éviter tout glissement du fluide aux parois. Enfin, la taille de l'entrefer ainsi que les temps d'attente sont dûment indiqués sous les courbes présentées. Il ressort de ces mesures que ces

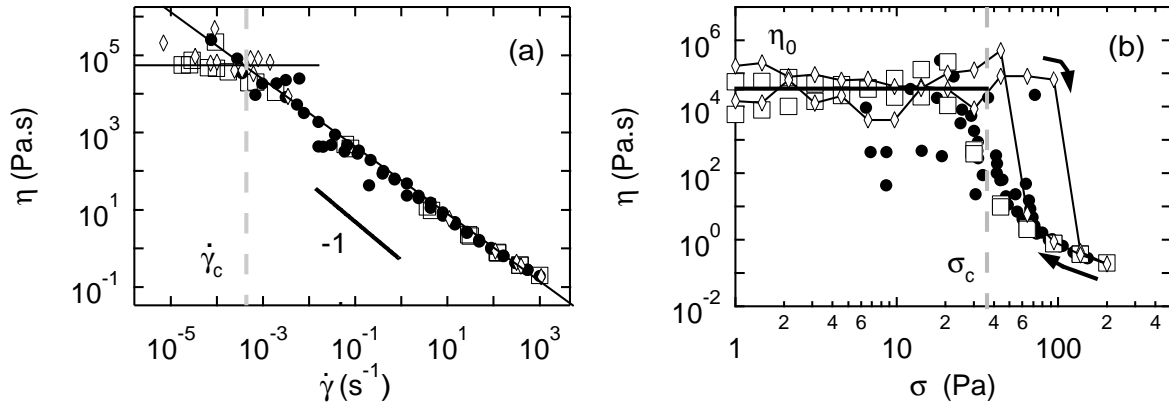


FIG. 6.2 – (a) Viscosité η fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Les solutions de gel diluées sont fortement rhéofluidifiantes au-delà d'un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c \equiv \tau_c^{-1} \simeq 6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et leur viscosité est raisonnablement décrite par une loi de puissance (Oswald-de Waehle) $\eta \propto \dot{\gamma}^{-\beta}$ d'exposant $\beta = 0.87$ (Oswald, 2005). (b) Viscosité η fonction de la contrainte σ . Les solutions de gel diluées se comportent comme des fluides à seuil ($\sigma_c \simeq 35 \text{ Pa}$), thixotropes (temps de restructuration de l'ordre d'une dizaine de secondes). [Contenu en eau : 10 % en masse, entrefer $e = 750 \mu\text{m}$: (\square , $\Delta t = 25 \text{ s}$) ; (\bullet , $\Delta t = 10 \text{ s}$) ; (\diamond , $\Delta t = 1 \text{ s}$). Les symboles ouverts (resp. pleins) correspondent à des mesures effectuées à contrainte imposée (resp. à taux de cisaillement imposé)].

solutions de gel coiffant sont essentiellement des *fluides à seuil*, *thixotropes* et *rhéofluidifiants*. Prenons le temps de détailler chacun de ces attributs.

Ces solutions sont fortement *rhéofluidifiantes* [Fig. 6.2 (a)] : leur viscosité décroît en loi de puissance lorsque le taux de cisaillement auquel on les soumet croît. Cette propriété a pour origine microscopique la séparation progressive de chaînes de polymères enchevêtrées présentes dans le gel Auchan, sous l'effet du cisaillement (Guyon et al., 2001; Oswald, 2005). Ensuite, ces solutions possèdent un *seuil*, i.e. il est nécessaire de les soumettre à une contrainte supérieure à une contrainte seuil σ_c pour les voir s'écouler. C'est la raison pour laquelle, le gel peut former un dôme comme celui visible sur la figure 6.1 sans s'écouler². Ce seuil est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de pascals pour les solutions utilisées [Fig. 6.2 (b)]. D'une part, rappelons qu'un seuil d'écoulement est une grandeur aussi difficile à définir qu'à mesurer (Oswald, 2005; Møller et al., 2006). Néanmoins, pour les solutions de gel utilisées, le seuil d'écoulement est assez net et peut être défini sans ambiguïté à partir de la représentation de la viscosité en fonction de la contrainte imposée [Fig. 6.2 (b)] : on constate qu'au-delà de $\sigma_c \simeq 35 \text{ Pa}$ la viscosité chute violemment (5-6 ordres de grandeur) sur une faible gamme de contrainte (50 Pa). En ce sens, notre fluide à seuil n'est rien d'autre qu'un fluide fortement rhéofluidifiant dans une gamme très étroite de contrainte, ce qui fait le lien avec le caractère rhéofluidifiant des solutions que nous venons de décrire. D'autre part, rappelons que les fluides présentant un seuil sont en général thixotropes (Coussot et al., 2002; Oswald, 2005; Møller et al., 2006). Le terme 'thixotrope' désigne les fluides dont la viscosité évolue lentement³ au cours du temps sous cisaillement imposé, avant d'atteindre une valeur constante

²Il est d'ailleurs intéressant de noter que l'angle le plus élevé que peut former un tel dôme donne accès à une estimation raisonnable du seuil du fluide (Coussot & Ancey, 2000) ; en notant θ l'angle que forme le dôme avec l'horizontale, l'équilibre du seuil et de la contrainte gravitaire s'écrit $\sigma_y = \rho g \Delta h \sin(\theta)$, où $\Delta h = h_d - h$ désigne la hauteur du dôme et ρ la masse volumique du fluide en tête de colonne. On estime $\theta \simeq 24^\circ$, $\Delta h \simeq 1 \text{ cm}$ et $\rho \simeq 750 \text{ kg/m}^3$. On obtient $\sigma_y \simeq 30 \text{ Pa}$ en accord avec les mesures de rhéologie de cette tranche de fluide [Fig. 6.5(b)].

³Devant le temps de mesure ou le temps typique de l'expérience.

(Barnes, 1997; Oswald, 2005). A l'instar du caractère rhéofluidifiant décrit plus haut, cette évolution est associée à des changements structuraux réversibles qui, dans ce dernier cas, se déroulent sur des temps comparables au temps macroscopique de l'écoulement. Les solutions thixotropes présentent donc des effets mémoire au sens où l'histoire de l'écoulement joue un rôle important sur la rhéologie du fluide. Insistons sur le fait que l'existence d'un seuil et la thixotropie ont récemment été présentés comme deux manifestations du seul état de structure du fluide (Møller et al., 2006) et qu'une telle description semble être en accord avec l'expérience (Møller et al., 2008). Les solutions de gel coiffant que nous utilisons ne font pas exception à la règle et présentent de la thixotropie dont on peut donner deux images complémentaires. Premièrement, lorsque deux bulles sont successivement émises dans une solution de gel coiffant dans un intervalle de temps inférieur au temps de mémoire du fluide, la seconde bulle suit très clairement le chemin emprunté par la première. Le passage de la première bulle modifie rapidement les propriétés du fluide (déstructuration) sur un temps court ; une fois au repos, le fluide cisailé relaxe alors sur un temps plus long que le premier (restructuration). Qualitativement, on peut estimer ce dernier temps à environ 10 secondes. Deuxièmement, à l'aide des mesures de rhéologie : on constate à contrainte imposée, en réduisant le temps entre deux mesures de 25 à 1 s [resp. \square et \diamond , Fig. 6.2 (b)], une hystérésis sur la courbe $\eta(\sigma)$ de l'ordre de quelques secondes (5-6 symboles), en accord avec l'observation du temps d'interaction entre de 2 bulles successives.

La thixotropie et l'existence d'un seuil sont deux éléments essentiels qui vont intervenir sur la dynamique de dégazage de la colonne et sur lesquels nous reviendrons dans la suite du manuscrit. Ces deux caractéristiques ne sont pas figées et sont en particulier influencées par la présence de petites bulles naturellement piégées dans le fluide (effet du seuil). C'est ce que nous discutons dans le paragraphe suivant.

6.2.4 Choix d'un protocole expérimental.

Observations préliminaires.

Considérons une solution de gel coiffant ne contenant initialement aucune bulle. Lorsque le contrôleur de débit est mis en marche, la chambre se remplit d'air et des bulles sont émises à la base de la colonne de fluide. Chaque bulle traverse la colonne sous l'effet de la poussée d'Archimède qui est supérieure au seuil du fluide : $\Delta\rho r_b g \simeq 80 \text{ Pa} > \sigma_c \simeq 35 \text{ Pa}$, où $\Delta\rho$ désigne la différence entre la masse volumique du fluide et celle de l'air et r_b le rayon typique des bulles⁴. Cette condition fixe naturellement un rayon critique de bulle $r_c \equiv \sigma_c/(\Delta\rho g) \simeq 3.5 \text{ mm}$ en-deçà duquel une bulle restera piégée dans la colonne par le seuil du fluide. On constate en effet que la solution se remplit progressivement de petites bulles, et ce, à une vitesse qui dépend du débit imposé. La présence de ces petits "satellites" est due essentiellement à deux phénomènes : du fait des propriétés élastiques du fluide, les bulles ascendantes présentent une queue pointue ['cusp' en anglais (Chhabra, 2006)] qui, au moment de l'explosion de la bulle en surface, conduit à la formation d'un petit satellite qui reste piégé sous la surface (Divoux et al., 2008). La seconde est liée à la formation d'un canal sur lequel nous reviendrons longuement dans la suite du manuscrit : ce canal consiste en un fin tube rempli d'air, traversant la colonne, et connectant la buse émettrice à la surface libre du fluide. Nous verrons que l'effondrement occasionnel d'une telle structure (pincement du tube d'air) est la source la plus importante de satellites. De plus, en faisant varier le débit, on constate qu'il existe un débit Q^* pour lequel la colonne se remplit de satellites en quelques heures à peine. En revanche pour $Q \gg Q^*$ ou $Q \ll Q^*$, le remplissage de la colonne est un processus extrêmement lent qui n'est pas terminé au bout d'une semaine. Nous reviendrons sur ce débit

⁴Ces deux quantités sont estimées et discutées dans la suite du manuscrit.

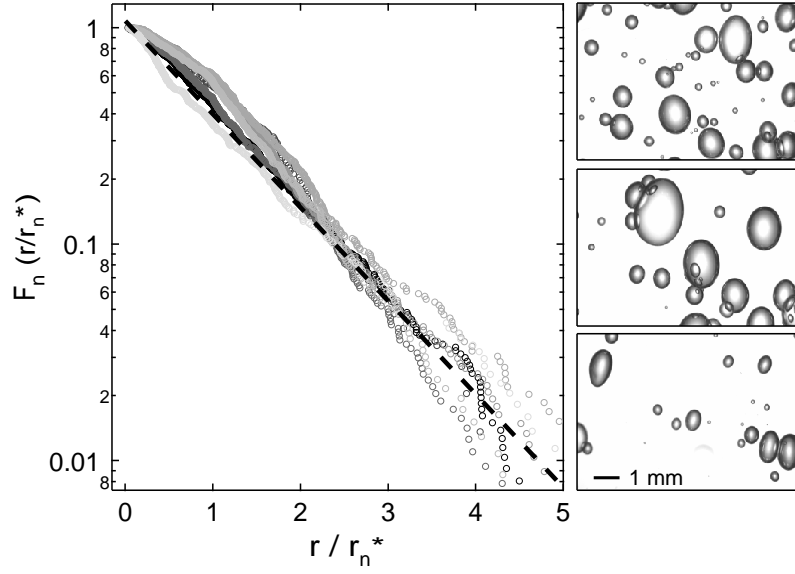


FIG. 6.3 – **Bulles piégées dans le colonne.** (Gauche) : estimation de la probabilité cumulée F_n des bulles de taille r dans la couche n (les tons de gris sont uniformément répartis : du gris clair pour la tranche la plus basse de la colonne, au noir pour la tranche la plus haute). La distribution F_n est une exponentielle (ajustement linéaire en trait pointillé) de taille caractéristique r_n^* ; l'évolution de r_n^* avec l'altitude z est rapportée sur la figure 6.4 : on en retient que r_n^* est constant sur la hauteur de la colonne avec $r_n^* = (0.58 \pm 0.04)$ mm. (Droite) : les photos de bas en haut correspondent respectivement aux couches d'altitude $z \in [0.5; 2.5]$ cm, $z \in [8.5; 10.5]$ cm et $z \in [12.5; 14.5]$ cm.

particulier en lui donnant une définition quantitative ainsi qu'une interprétation dans la suite du manuscrit. Notons simplement que ce débit est à relier au débit pour lequel la fréquence de pincement du tube d'air que nous venons d'évoquer est la plus élevée.

À ce stade, il est essentiel de noter que le gel que nous utilisons vieillit puisqu'il se remplit de bulles au cours du temps, et ce, d'une façon qui dépend de la valeur du débit imposé⁵. De façon à obtenir des résultats reproductibles et à sonder sur des temps raisonnables le comportement du système en fonction de la gamme de débit, nous avons choisi le protocole suivant : on commence par imposer le débit accessible le plus faible ($Q_{min} = 0.17$ cm³/s) durant 3 jours au cours desquels on enregistre continûment la pression dans la chambre. À l'issue de ces trois jours, on note la hauteur de la colonne et la présence d'un dôme éventuel (Fig. 6.1) ; le débit est alors augmenté par pas successifs d'amplitude $\delta Q \simeq Q_{min}$, chaque débit étant maintenu pendant 3 jours au cours desquels on enregistre la pression, etc. Arrivé à $Q = Q_{max}$, on fait décroître le débit par pas successifs δQ en suivant la même démarche. Cet aller-retour de débit de Q_{min} à Q_{max} sera dorénavant désigné par le vocable *cycle de débit*⁶. Un cycle de débit impose donc à la colonne 2×3 jours au débit le plus efficace pour remplir la colonne de bulles, ce qui est suffisant pour que la colonne atteigne un régime quasi-stationnaire. En effet, à l'issue du premier cycle de débit, un gradient de densité de bulles pointant vers la partie haute de la colonne s'est mis en place (Fig. 6.1) ; ce dernier n'évoluera

⁵Notons qu'une telle étude, menée avec des grains immergés en lieu et place du gel pour cheveux que nous utilisons, conduit à une déformation de la surface libre du fluide complexe qui évolue lentement au cours du temps (Varas et al., 2009) et présente donc un vieillissement similaire (voir chapitre précédent).

⁶Le choix d'une durée de 3 jours correspond à une durée suffisamment courte pour que les expériences se déroulent sur un temps raisonnable et à une durée suffisamment longue pour que les statistiques présentées dans la section 6.3 aient un sens.

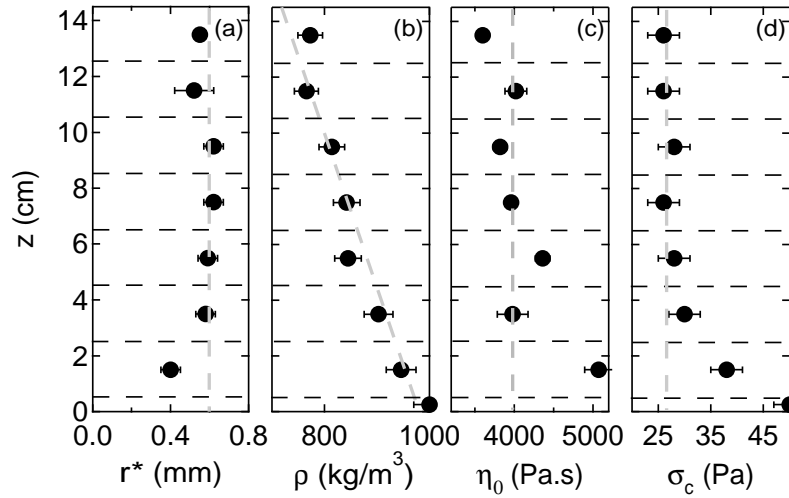


FIG. 6.4 – **Propriétés de la colonne de fluide en régime stationnaire.** On rapporte ici (a) la taille moyenne des bulles r_n^* , (b) la densité ρ , (c) la viscosité à cisaillement nul η_0 , et (d) le seuil du fluide σ_c le long de la hauteur de la colonne. Chaque point correspond à une moyenne sur une tranche d'épaisseur 2 cm symbolisée par des traits pointillés horizontaux [Fraction massique d'eau ajoutée : 10 % ; propriétés obtenues après 5 cycles de débit].

alors que très lentement, à l'échelle des temps de mesure, au cours des cycles suivants. Nous vérifierons par la suite que cette lente évolution du gradient n'affecte pas les mesures.

Caractérisation du gradient de densité de bulles présent dans la colonne.

Dans le but de quantifier cette idée d'un gradient de densité de bulles selon la hauteur de la colonne de fluide, nous avons réalisé l'expérience suivante : d'une colonne de bulles ayant subi 5 cycles de débit et ayant atteint la hauteur finale de 15 cm, nous avons soigneusement extrait 7 tranches d'épaisseur 2 cm, chacune représentative d'une altitude z donnée. Pour chaque tranche, nous avons déterminé la taille d'un millier de bulles à l'aide d'un microscope (Leitz, Laborlux), évalué la masse volumique du fluide (balance de précision) ainsi que les propriétés rhéologiques (rhéomètre *Bohlin Instruments C-VOR 150*).

Désignons par $p_n(r)$ la distribution de probabilité des bulles de taille r dans la couche n . Pour réduire le bruit dû au nombre relativement faible de bulles considérées, il est commode d'estimer la distribution de probabilité cumulée $F_n(r) \equiv \int_r^\infty p_n(r') dr'$ associée. Dans une couche donnée, une valeur approchée de $F_n(r)$ est obtenue en traçant j/N en fonction de r_n^j où $\{r_n^{(j)}\}$ désigne la suite des N rayons mesurés dans la n -ième couche, classés par ordre croissant, et où j désigne un entier compris dans l'intervalle $[1; N]$ (Berg & Harris, 2008). On constate que la distribution de probabilité cumulée F_n est une exponentielle (Fig. 6.3). On en déduit qu'au sein de chaque couche, la taille des bulles est elle-même exponentiellement distribuée. On constate que le rayon associé est indépendant de l'altitude et vaut $r_n^* = (0.58 \pm 0.04)$ mm [Fig. 6.4 (a)], et la taille maximale des bulles piégées est fixée par le seuil du fluide : $r \leq 5 \times r_n^* \simeq r_c$ (Fig. 6.3). Ensuite, dans le but d'évaluer la densité locale de bulles, nous avons déterminé la masse volumique de chaque tranche [Fig. 6.4 (b)]. Celle-ci décroît linéairement de la masse volumique du fluide sans bulle (égale à celle de l'eau), à $\rho \simeq 750$ kg/m³ à la surface libre, qui contient une fraction en gaz d'au plus 25 %. On en déduit que la densité

volumique de bulles va de 0 au bas de la colonne à environ 300 bulles par cm^3 au sommet de celle-ci, confirmant ainsi l'idée intuitive de gradient vertical de densité de bulles dans le fluide. Un gradient met typiquement un cycle de débit à s'installer au sein du fluide, et on peut estimer de visu que son évolution est très lente devant les temps caractéristiques que nous allons considérer dans la suite du manuscrit. Evidemment, il serait intéressant de ne pas se limiter aux propriétés du gradient à un instant donnée, mais plutôt d'évaluer la cinétique d'installation du gradient avec une résolution temporelle suffisante. Une telle étude nécessiterait une technique non destructive et moins fastidieuse.

Rhéologie du fluide complexe chargé de bulles.

On étudie à présent comment les propriétés rhéologiques du fluide que nous venons de présenter sont affectées par la présence des bulles. En utilisant les mêmes précautions que pour les mesures réalisées sur le fluide sans bulle (section 6.2.3), nous avons déterminé les propriétés rhéologiques de chaque tranche de la colonne une fois le gradient installé. Les résultats que nous rapportons ici ont trait à la même colonne que celle discutée dans le paragraphe précédent. Il en ressort que :

(i) Le fluide chargé de bulles est fortement rhéofluidifiant et sa viscosité décroît en loi de puissance lorsque le taux de cisaillement augmente, suivant $\eta \propto \dot{\gamma}^{-\beta}$ avec $\beta = 0.95$, à l'instar du fluide sans bulles [Fig. 6.5 (a)]. L'exposant β est ici légèrement supérieur à celui obtenu pour le fluide sans bulle, du fait de la présence des bulles dont la déformabilité contribue à rendre le mélange {fluide+bulles} rhéofluidifiant (Llewellyn et al., 2002; Rust & Manga, 2002b).

(ii) Le seuil du fluide chargé de bulles est plus faible que celui du fluide sans bulles (réduit de moitié à la surface libre [Fig. 6.4 (d)]). Cette diminution est due au fait que la contrainte locale perçue dans le fluide entre deux bulles est supérieure à celle réellement appliquée au système {fluide+bulles} par le rhéomètre. Un système chargé de bulles s'écoule donc pour une contrainte appliquée plus faible.

(iii) Le temps de mémoire du fluide chargé de bulles est accru [Fig. 6.5 (b)]. D'une part, on constate que la courbe de rhéologie $\eta(\sigma)$ obtenue à taux de cisaillement imposé présente une hystérésis (boucle indiquée par des flèches noires) qui est d'autant plus prononcée que la densité de bulles augmente. Cette hystérésis est probablement liée aux réarrangements (changement de voisinage des bulles), et à la coalescence et/ou à la destruction d'une partie des bulles lors la mesure. D'autre part, on constate qu'au cours d'un aller-retour du taux de cisaillement, la valeur de la viscosité semble diverger sur la branche retour. Rappelons qu'à taux de cisaillement imposée, la viscosité est définie comme le rapport de la contrainte effectivement mesurée par le rhéomètre σ et du taux de cisaillement imposé $\dot{\gamma}$. L'allongement des bulles au cours de la branche aller fixe la contrainte dans le fluide à une valeur finie⁷ et la divergence de la viscosité $\eta \equiv \sigma/\dot{\gamma}$ s'interprète comme le fait que $\dot{\gamma}$ tend vers 0 à σ finie. Ainsi, la présence de bulles piégées, qui peuvent se déformer sous cisaillement et retrouver leur forme sphérique sur un temps fini, contribue à augmenter le temps de mémoire du fluide qui n'était, en l'absence de bulles, que le résultat de sa seule thixotropie. La rhéologie indique un temps de mémoire du fluide en présence de petites bulles piégées de plusieurs minutes alors qu'à l'oeil, en

⁷En effet, le temps nécessaire à une bulle allongée par le cisaillement pour reprendre une forme sphérique est fixé par la tension de surface et la viscosité du fluide et vaut typiquement $\tau \simeq r^* \eta_0 / \gamma_s \simeq 1000$ s (Guido & Greco, 2001; Rust & Manga, 2002a) ; ce temps est très supérieur au temps entre deux points de mesure de l'expérience présentée [Fig. 6.5 (b)].

mesurant le temps typique durant lequel deux bulles successives interagissent, on estime plutôt un temps de l'ordre de la minute. L'écart entre ces deux valeurs est à attribuer au fait que la déformation imposée par le rhéomètre est très différente de celle qu'impose la remontée d'une bulle ; "le rhéomètre déforme certainement un plus grand nombre de bulles, d'où la mesure d'un temps de mémoire supérieur à celui résultant du passage d'une bulle". Nous verrons de plus, qu'un temps de l'ordre de la minute est compatible avec une estimation indirecte de ce temps de mémoire (voir paragraphe 6.4.2). Il est ici difficile d'être plus quantitatif dans l'interprétation des mesures de rhéologie du fluide chargé de bulles puisque la taille de l'entrefer (1 mm) que nous avons utilisé pour réaliser ces mesures est de l'ordre de grandeur de la taille moyenne des bulles piégées ($2 \cdot r_n^* \simeq 1.2$ mm) ; nos mesures sont donc destructives car elles induisent la coalescence d'une partie des bulles de l'échantillon et le temps qui en ressort est lié tant à la déformation qu'à la coalescence des bulles piégées. Il pourrait être pertinent de mener une étude systématique de l'influence des bulles piégées sur la rhéologie d'un fluide non-newtonien (Iwata et al., 2008), surtout si ce dernier possède un temps de mémoire (thixotropie).

Retenons simplement pour la suite que les solutions de gel coiffant que nous utilisons sont rhéofluidifiantes, présentent un seuil et de la thixotropie. La présence de bulles piégées (effet du seuil) entraîne une diminution du seuil du fluide (au mieux d'un facteur 2), mais ne modifie pas (ou peu) son caractère fortement rhéofluidifiant. Enfin, la déformation des bulles piégées joue en faveur d'une augmentation du temps de mémoire naturel du fluide (thixotropie), grossièrement d'un facteur 10.

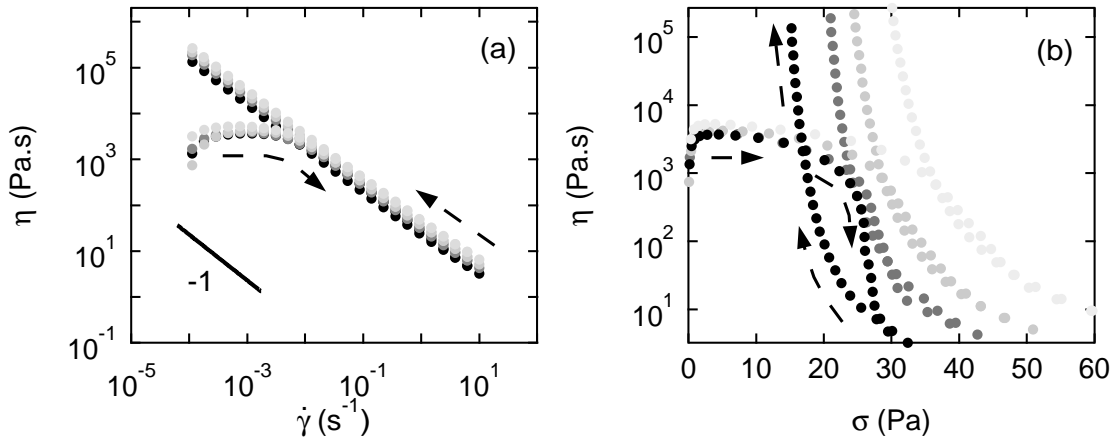


FIG. 6.5 – (a) **Viscosité η fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$.** Les solutions de gel contenant des bulles piégées sont fortement rhéofluidifiantes et présentent une viscosité qui décroît en loi de puissance lorsque le taux de cisaillement augmente suivant : $\eta \propto \dot{\gamma}^{-\beta}$, avec $\beta = 0.95$. L'exposant est plus important que celui mesuré pour une solution sans bulles et sa valeur, très proche de 1, peut s'interpréter par la déformation et la réorganisation des bulles sous l'effet du cisaillement, plutôt que par un éventuel glissement du fluide à la paroi du plan ou encore d'une bande de cisaillement [Manneville (2008)]. (b) **Viscosité η fonction de la contrainte σ .** Au sein de la colonne, le seuil du fluide décroît avec l'altitude ; il passe de $\sigma_c \simeq 35$ Pa à $\sigma_c \simeq 20$ Pa. De plus, la présence de bulles conduit à une augmentation significative des effets mémoire (thixotropie). En témoigne la divergence de la viscosité mesurée sur la branche retour, à taux de cisaillement imposé (voir texte). Les symboles, du gris clair au noir, correspondent respectivement à $z \in [0.5; 2.5]$ cm, $z \in [3.5; 5.5]$ cm, $z \in [8.5; 10.5]$ cm et $z \in [12.5; 14.5]$ cm. (Fraction massique d'eau ajoutée : 10 %, entrefer $e = 1000$ μ m, $\Delta t = 15$ s, mesures réalisées pour des valeurs croissantes - puis décroissantes - du taux de cisaillement imposé).

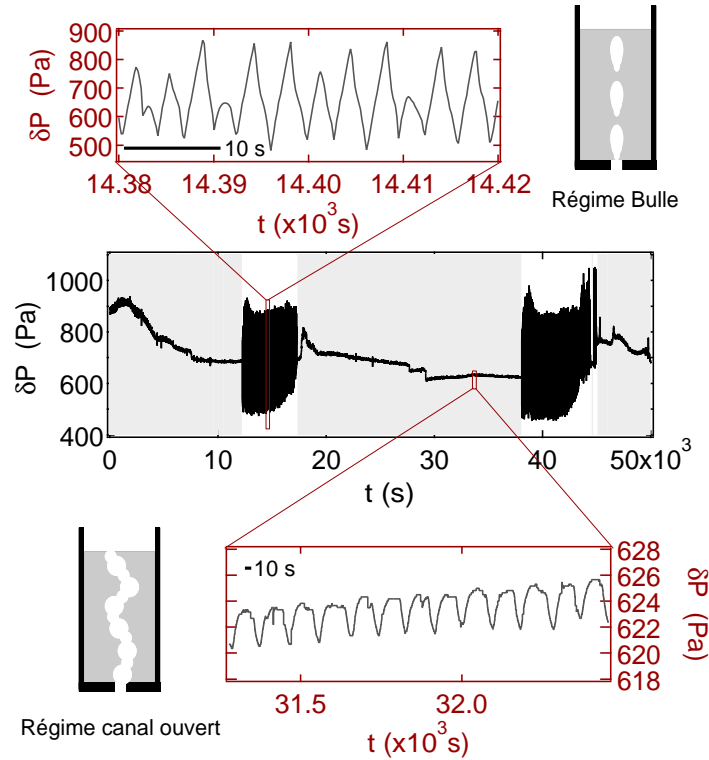


FIG. 6.6 – Évolution typique de la surpression $\delta P(t)$ au cours du temps. À débit imposé et constant, on constate que δP présente des alternances entre des périodes d'activité intense et des périodes de calme. Les variations de pression de grande amplitude correspondent à l'émission de bulles (*régime bulle*, partie haute) alors que les variations d'amplitude plus faible correspondent à l'existence d'un canal ouvert (*régime canal ouvert*, partie basse) [Fraction massique d'eau ajoutée : 15 %, $Q = 0.70 \text{ cm}^3/\text{s}$, $V = 530 \text{ cm}^3$, $h_0 = 7 \text{ cm}$].

6.3 Dégazage intermittent à débit constant.

Tournons-nous à présent vers les différents modes de dégazage, i.e. la façon dont un gaz traverse une colonne de fluide présentant les propriétés rhéologiques que nous venons de détailler. Commençons par décrire l'évolution de la surpression $\delta P(t) = P(t) - P_0$ dans la chambre lorsqu'on impose un débit d'air constant Q dans la chambre V . On constate que la surpression présente deux types de comportement très différents (Fig. 6.6) : ou bien la surpression présente des oscillations en dents de scie dont la période est de l'ordre de la seconde et dont l'amplitude est de quelques centaines de pascals. Ce régime correspond à la formation de bulles successives et indépendantes, chaque chute de pression correspondant à l'émission de l'une de ces dernières à la base de la colonne. On y fera dorénavant référence sous le vocable *régime bulle*. Ou bien, la surpression présente une activité plus faible amplitude (de quelques pascals, à quelques dizaines de pascals) et conjointement de plus basse fréquence (période de plusieurs dizaines de secondes). Ce régime correspond à la formation d'un canal qui connecte la buse émettrice à la surface libre du fluide, et traverse la colonne de façon tortueuse. On y fera dorénavant référence sous le vocable *régime canal ouvert*. Cette interprétation des deux régimes d'évolution de la pression en terme de bulles et de canal ouvert est confirmée par l'observation directe de la colonne en l'absence de bulles piégées. Cependant, une fois le gradient de densité de bulles installé, seule la partie basse de la colonne est visible, la majeure

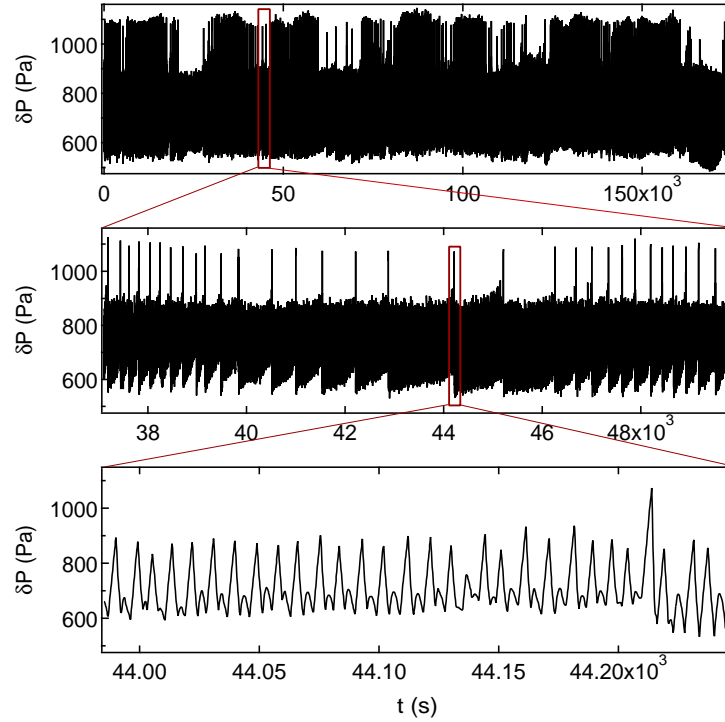


FIG. 6.7 – **Évolution du signal de pression sur deux jours.** Ce signal correspond à un débit trop faible pour qu'un canal puisse se former : le dégazage se produit systématiquement sous forme de bulles. Le signal de pression présente tout de même une dynamique complexe : la surpression maximale ΔP présente trois valeurs typiques bien distinctes (typiquement $\Delta P_{max} \sim 100, 300$ et 400 Pa) correspondant chacune à des volumes de bulle différents, d'occurrence temporelle non triviale. Cette dynamique n'a pas encore fait l'objet d'une étude détaillée et nous ne l'évoquerons que dans les perspectives [$Q = 0.35 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $V = 530 \text{ cm}^3$, $h_0 = 70 \text{ mm}$].

partie étant cachée par les bulles piégées (Fig. 6.1). Seule la mesure de la pression dans la chambre permet alors de savoir dans quel mode s'effectue le dégazage.

Dans la suite de cette section, nous allons décrire le mécanisme de nucléation des bulles à la base de la colonne de fluide, puis nous proposerons le mécanisme de formation du canal ; nous discuterons dans quel mesure le système est à même de se mettre à osciller entre ces deux modes de dégazage alors que le débit d'alimentation de la chambre reste constant.

6.3.1 Quelques propriétés de l'émission des bulles.

Considérons la colonne de fluide en régime bulle. Ceci concerne aussi bien le cas d'un débit imposé trop faible pour qu'un canal puisse se former (Fig. 6.7), comme le cas d'un débit plus élevé pour lequel le système passe une fraction du temps dans ce régime⁸ (Fig. 6.6). L'émission de bulles successives se traduit sur le signal de pression par des oscillations en dents de scie [Fig. 6.6 (partie haute)]. La valeur typique de la pression dans la chambre est fixée par le poids de la colonne de fluide qui la surplombe. Par exemple, pour une colonne de fluide de hauteur initiale $h_0 \simeq 7 \text{ cm}$, on note que la pression dans le régime bulle oscille systématiquement autour d'une valeur moyenne correspondant à $\rho g h_0 \simeq 680 \text{ Pa}$ où ρ désigne

⁸Nous détaillons tout ceci dans la suite du manuscrit.

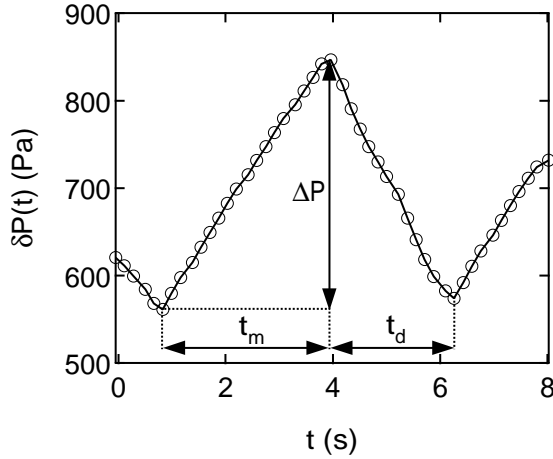


FIG. 6.8 – Évolution du signal de pression sur la durée d'émission d'une bulle.

Alimentée en gaz au débit Q , la chambre voit sa surpression δP croître sur un temps t_m pour atteindre le seuil de nucléation ΔP d'une bulle. L'émission d'une bulle entraîne une chute de la pression sur un temps t_d . Le seuil d'émission d'une bulle ΔP et donc de façon concomitante t_m et t_d , varie d'une bulle à l'autre suivant la valeur de la contrainte seuil du fluide (voir texte).

la masse volumique du fluide et $g = 9.81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ [Fig. 6.6 (partie haute)]. A cause du débit imposé, suite à l'émission d'une bulle (chute de la surpression), la surpression croît à nouveau jusqu'à atteindre une surpression seuil, ΔP , nécessaire à la nucléation d'une nouvelle bulle. (Fig. 6.8). Décrivons l'évolution de la surpression à l'échelle de l'émission d'une bulle.

▷ Lors des phases de croissance de la surpression dans la chambre, celle-ci suit la loi des gaz parfaits : le temps de montée, t_m , de la pression (Fig. 6.8) est proportionnel à la surpression nécessaire à l'émission d'une bulle⁹ [Fig. 6.9 (a)]. Cette surpression ΔP est essentiellement fixée d'une part par le seuil d'écoulement du fluide ($\sigma_c \simeq 35 \text{ Pa}$) et d'autre part, par la pression de Laplace ΔP_L évaluée sur la taille de la buse $\Delta P_L \equiv 4\gamma_s/d \simeq 60 \text{ Pa}$, où γ_s désigne la tension de surface du fluide et d le diamètre de la buse émettrice. Au-delà de ce seuil de pression, une bulle nucléée à la buse, puis remonte la colonne de fluide sous l'action de la poussée d'Archimède ($\Delta\rho r_b g \simeq 80 \text{ Pa} > \sigma_c \simeq 35 \text{ Pa}$). Notons que le fait que $\Delta P_L + \sigma_c \leq \Delta P$ est simplement lié à l'imprécision de la définition de σ_c . En effet, comme on peut le constater sur la courbe de rhéologie $\eta(\sigma)$ [Fig. 6.5 (b)], il faut appliquer une contrainte de l'ordre de 100 à 200 Pa pour sortir du domaine de rhéofluidification. Soulignons de plus que la surpression maximale, ΔP , atteinte avant la nucléation d'une bulle à la buse, présente des fluctuations. Celles-ci sont beaucoup plus importantes que dans le cas d'une couche de granulaires immergée, et sont d'origine tout à fait différente¹⁰. Les valeurs de ΔP les plus élevées ($> 100 \text{ Pa}$) correspondent à un scénario 'classique' d'émission de bulles : augmentation de la pression dans la chambre, nucléation de la bulle ; rupture du fin cou d'air la connectant à la buse émettrice. Les valeurs de ΔP plus faibles ($< 100 \text{ Pa}$) correspondent en revanche au scénario suivant : une fois la bulle formée, celle-ci reste connectée à la buse émettrice par le fin cou d'air qui s'amincit mais ne se pince pas. Ce rétrécissement suffit à faire remonter la pression dans la chambre. Lorsqu'elle atteint une centaine de pascals, une nouvelle bulle se forme à la buse tandis que le cou qui la relie à la bulle supérieure se pince¹¹ (avec un degré de simultanéité variable).

⁹Le temps pour atteindre une surpression ΔP donnée peut éventuellement être légèrement inférieur au temps donné par la loi des gaz parfaits. Ceci est lié au fait les évolutions de l'air dans la chambre ne sont pas isothermes (Gostiaux et al., 2002).

¹⁰Dans le cas d'une couche de granulaires immergée, les fluctuations de ΔP sont à relier aux variations de compacité de la couche de grains et leur amplitude relative ne dépasse pas 10 % (Gostiaux et al., 2002) contre 50 % ici.

¹¹Cette description en terme de maximum de pression est intimement lié au processus de formation du canal que nous décrivons au paragraphe suivant.

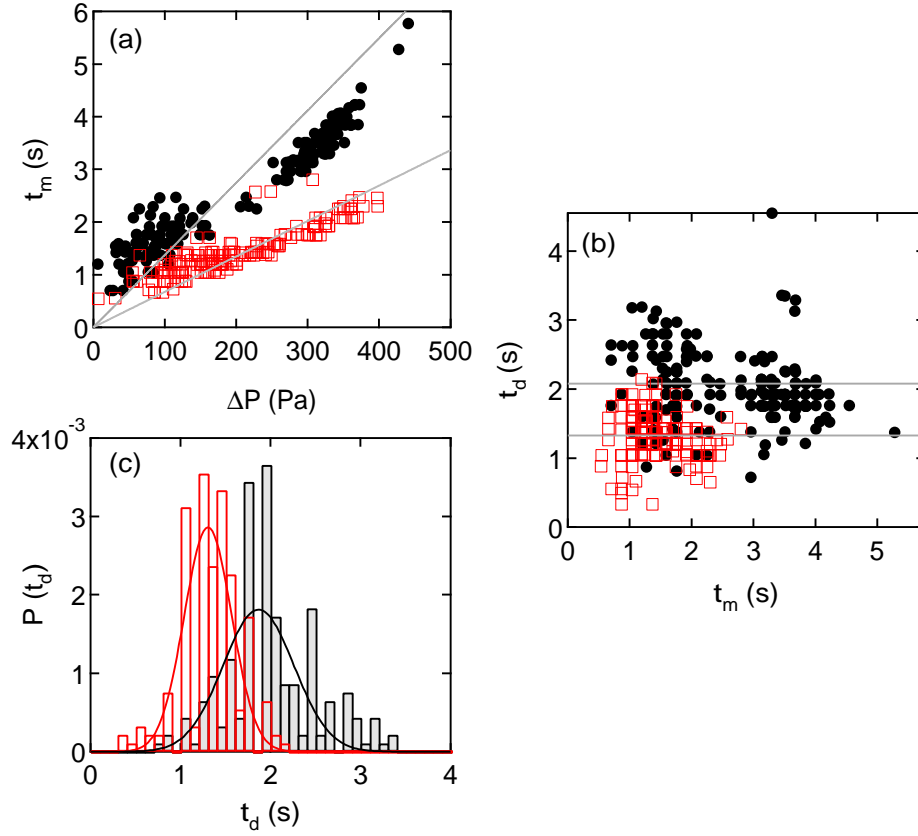


FIG. 6.9 – (a) Temps de montée de la pression t_m entre l'émission de deux bulles successives en fonction du maximum de pression ΔP atteint à l'issue de ce temps. En accord avec la loi des gaz parfaits (ligne grise), $t_m \propto \Delta P$. Le temps t_m peut éventuellement être plus court que celui donné par la loi des gaz parfaits puisque les séquences d'évolution de la pression ne sont pas isothermes. (b) Durée de la chute de la pression t_d lors de l'émission d'une bulle en fonction du temps de montée de la pression t_m précédant l'émission. La chute de pression se produit sur une durée t_d indépendante du temps de montée de la pression. Ceci se comprend comme le fait que la cinétique d'émission de la bulle est pilotée par la viscosité du fluide (voir texte). (c) Distribution de probabilité des durées de chute t_d de la pression lors de l'émission d'une bulle. Celles-ci sont bien décrites par une gaussienne. La valeur moyenne associée est une fonction décroissante du débit Q . (•, noir) : $Q = 0.35 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. (□, rouge) : $Q = 0.70 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. [$V = 530 \text{ mL}$, $h_0 = 7 \text{ cm}$].

▷ La chute de la pression lors de l'émission d'une bulle se déroule quant à elle sur un temps t_d essentiellement distribué de façon gaussienne [Fig. 6.9 (c)]. Ce temps t_d est indépendant du temps précédant, t_m , de montée de la pression [Fig. 6.9 (b)]; En effet, la cinétique de nucléation de la bulle à la buse est essentiellement contrôlée par la viscosité du fluide. En notant r le rayon d'une bulle nucléée sous une différence de pression ΔP , on a $\eta \dot{r}/r \sim \Delta P$. De plus, en écrivant sous forme différentielle l'équation des gaz parfaits pour le volume de gaz contenu dans la bulle on a :

$$\frac{d}{dt} \ln P + \frac{d}{dt} \ln r^3 = \frac{d}{dt} \ln n \quad (6.2)$$

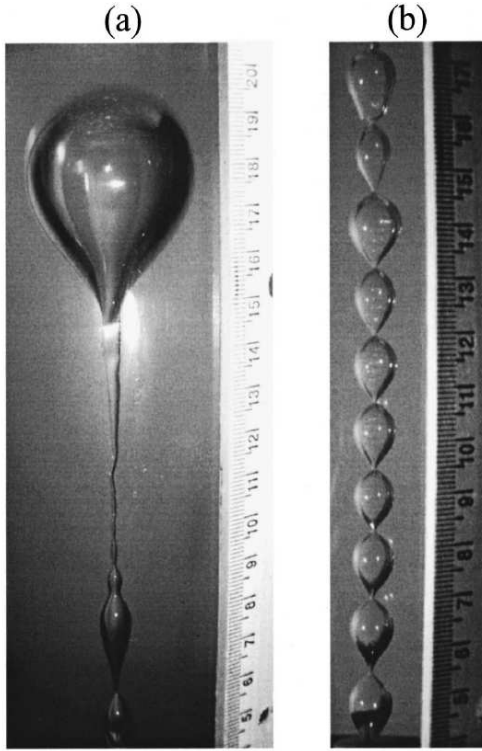


FIG. 6.10 – **Formation d'une chaîne de bulles** dans une solution de methocel 3 %. La photo (a) montre la première 'bulle' qui entraîne un fin canal d'air dans son sillage qui tend à se déstabiliser suivant l'instabilité de Rayleigh-Taylor. La photo (b) montre cette même structure une fois la chaîne de bulles mise en place. Dans notre expérience, une telle séquence se renouvelle à l'émission de chaque bulle à la base de la colonne de fluide, mais la chaîne de bulles n'est pas stable et se pince. Un canal ouvert peut se former lorsqu'un doigt réussit à percer la surface libre du fluide avant d'être déstabilisé. Extrait de (Kliakhandler, 2002).

En remarquant que $\dot{r}/r = d \ln r / dt$, et que $d \ln n / dt = Q/V$ on obtient que :

$$\frac{d \ln P}{dt} = \frac{1}{P_0} \frac{d(\Delta P)}{dt} = \frac{Q}{V} - 3 \frac{\Delta P}{\eta} \quad (6.3)$$

puis une estimation du temps de chute de la pression :

$$t_d \equiv \frac{\Delta P}{-(d\Delta P/dt)_{t_m}} = \frac{\eta}{3P_0} \cdot \left(1 - \frac{\eta Q}{3\Delta P V}\right)^{-1} \quad (6.4)$$

L'application numérique donne : $t_d \simeq 2$ s (avec $\eta \simeq 10^5$ Pa.s, $Q \simeq 1$ cm³.s⁻¹, $V \simeq 500$ cm³ et $\Delta P \simeq 200$ Pa) en accord avec les ordres de grandeur obtenus expérimentalement [Fig. 6.9 (d)]. Remarquons qu'en négligeant le fait que la bulle est alimentée en gaz lors de sa nucléation, on obtient à partir de l'équation (6.4) dans laquelle on impose $Q = 0$: $t_d \simeq \eta/(3P_0) \simeq 0.1$ s (avec $\eta \simeq 10^5$ Pa.s) ce qui est inférieur d'un facteur 10 aux valeurs expérimentales. On vient donc de montrer d'une part que la cinétique de nucléation d'une bulle est essentiellement fixée par la viscosité du fluide environnant (la tension de surface ne contribue pas ou peu) et que celle-ci est indépendante du temps de montée de la pression qui précède la nucléation. D'autre on ne peut négliger le fait que la bulle est alimentée en gaz lors de sa phase d'émission.

6.3.2 Mécanisme de formation du canal.

Discutons qualitativement le passage du régime bulle au régime canal ouvert. Le premier doigt qui nucléé à la base de la colonne de fluide, se pince immédiatement pour former une bulle (rayon r_b) qui remonte sous l'action de la poussée d'Archimède. Cette bulle exerce sur le fluide une contrainte selon la verticale d'environ $\Delta \rho r_b g \simeq 80$ Pa, qui suffit à faire

chuter la viscosité du fluide à $\eta \simeq 1$ Pa·s (propriété rhéofluidifiante, [Fig. 6.2 (b)]). Cette première bulle laisse alors derrière elle un "fluide précontraint", dont la contrainte seuil affaiblie, $\sigma_y < \sigma_c$, tend à relaxer en un temps fini vers sa valeur stationnaire σ_c . Le passage d'une bulle contribue ainsi à créer un 'chemin facile', sorte de tube de fluide de contrainte seuil réduite, qu'empruntent préférentiellement les bulles suivantes. Naturellement, une telle situation est possible à condition que le temps de passage entre deux bulles successives soit inférieur au temps de mémoire du fluide. Le second doigt, ainsi que les suivants, qui se forment à la base de la colonne restent connectés à la buse, et tant qu'ils ne se pincent pas, progressent verticalement dans le fluide sous l'action conjuguée de la poussée d'Archimède et du débit d'air dans la chambre. Ces doigts successifs sont instables, et finissent par se pincer pour produire chacun une bulle dont la forme est de plus en plus allongée. Ainsi, l'émission de bulles successives contribue à abaisser le seuil du fluide. Lorsque le seuil du fluide est suffisamment faible sur toute la hauteur de la colonne, et à condition que le débit soit assez important, un doigt formé à la base de la colonne peut, avant qu'il ne se déstabilise, atteindre la surface libre donnant ainsi naissance à un canal ouvert. Une fois le canal formé, le fluide composant les parois de ce tube d'air est au repos et sa contrainte seuil tend à relaxer vers sa valeur stationnaire ce qui stabilise le canal nouvellement créé [effet de consolidation (Barnes, 1997)]. Enfin, les murs verticaux du canal se déstabilisent, une longueur d'onde bien définie apparaît et le canal prend une forme de chapelet de bulles connectées les unes aux autres¹² dont le motif est lentement advecté au cours du temps¹³ (voir section 6.3.3).

Le canal ainsi formé à une durée de vie limitée. En effet, sous l'action de la gravité, le canal se déforme lentement (fluage) et finit par s'effondrer. Ainsi, à débit imposé, le système va donc osciller spontanément entre le régime bulle et le régime canal ouvert, et c'est un des résultats essentiels de ce chapitre : le dégazage à travers la colonne de fluide complexe présente de l'*intermittence*. Le terme "intermittence" est ici entendu au sens où Batchelor et Townsend l'ont introduit pour la turbulence développée (Batchelor & Townsend, 1949), comme nous l'avions discuté au chapitre précédent : il se réfère à un système (la colonne de fluide) qui alterne spontanément entre deux comportements bien distincts (le régime bulle et le régime canal ouvert), en particulier lorsque le paramètre de contrôle de l'expérience (le débit) est fixé à une valeur constante¹⁴. Un tel comportement intermittent entre deux états est souvent désigné dans la littérature sous le vocable d'intermittence de type *On-Off*¹⁵ et touche un grand nombre de systèmes physiques allant des circuits électroniques (Hammer et al., 1994) aux instabilités d'ondes de spin (Rödelsperger et al., 1995), en passant par les systèmes nanoscopiques comme les molécules uniques (Dickson et al., 1997) ou les nanoparticules piégées par laser (Zumofen et al., 2004). Ce type d'intermittence se caractérise par la distribution des temps passés dans chacun des deux états pour une valeur fixée du paramètre de contrôle (ici

¹²Notons d'ores et déjà que la longueur d'onde qui se développe est de taille bien supérieure au diamètre du canal (typiquement 1 cm contre 0.5-1 mm).

¹³Ce scénario que nous venons de décrire sera mis en équation et discuté plus en détail dans la section 6.4.2. Notons qu'il est en accord avec les observations de Kliakhandler (2002). Ce dernier s'est intéressé à la formation de chaînes de bulles dynamiques qu'il observe en injectant de l'air, à débit imposé, directement à la base d'une colonne de solution de polymère concentrée et de tensioactifs. Il observe qu'une bulle, qui se crée à la base de la colonne de fluide, reste connectée à la buse par un fin canal d'air qui se déstabilise [Fig. 6.10 (a)], et conduit en régime stationnaire à la formation d'un chapelet de bulles [Fig. 6.10 (b)]. L'auteur ne mentionne pas de pincement de cette structure et ne considère pas le moment où la tête du chapelet atteint la surface libre pour éventuellement former un canal ouvert.

¹⁴Il est important de noter que l'intermittence que nous discutons ici est complètement différente de l'intermittence observée lors de l'émission de bulles d'air dans un fluide newtonien (Tufaile & Sartorelli, 2002). Cette dernière se réfère à la formation d'antibulles et non d'un canal ouvert. Rappelons enfin qu'un fluide newtonien n'est pas à même de soutenir l'existence d'un tel canal (Kliakhandler, 2002).

¹⁵L'état *On*, ou état actif, correspondrait ici au régime bulle alors que l'état *Off*, ou régime passif, correspondrait au régime canal ouvert.

le débit). C'est d'ailleurs ce sur quoi nous allons nous focaliser dans la suite de ce chapitre. Nous allons auparavant faire quelques remarques supplémentaires sur la structure du canal ouvert pour clore cette section.

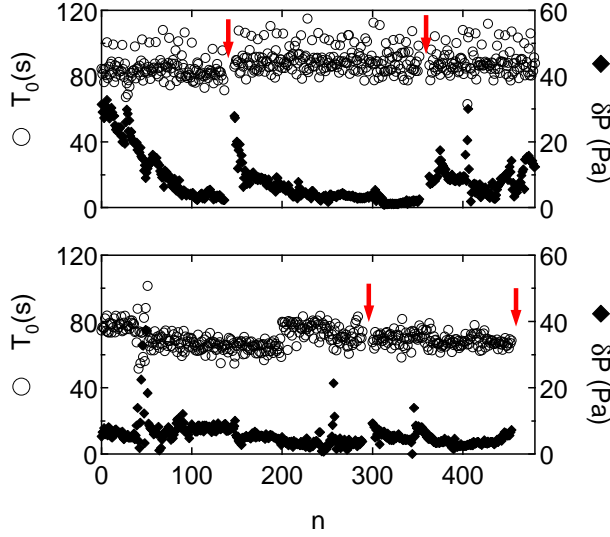


FIG. 6.11 – Période T_0 (\circ , s) et amplitude δP (\diamond , Pa) des oscillations de pression en canal ouvert. Les flèches rouges correspondent aux pincements du canal. Cette représentation ne contient pas le temps passé dans le régime bulle à la suite de chaque pincement. [Fraction massique d'eau ajoutée : 15 %, $Q = 0.7 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les deux représentations, la première étant obtenue pour une valeur croissante du débit Q et la seconde pour une valeur décroissante au cours du même cycle de débit (cycle 2)].

6.3.3 Quelques remarques sur le canal ouvert.

Une fois formé, le canal ouvert est une structure dynamique, dont on trouve plusieurs signatures. La première est visuelle. Lorsqu'un canal se forme dans un fluide peu chargé de bulles, on observe à l'oeil que sa position varie lentement au cours du temps. Si ce dernier est toujours émis de la buse à la base de la colonne, le chemin qu'il emprunte à travers le fluide et le lieu de la surface libre qu'il perce sont susceptibles d'évoluer au cours du temps sur quelques heures.

De plus, on constate aussi que les chapelets de bulles qui composent le canal sont advectés par le débit d'air. La seconde signature de la structure dynamique du canal se traduit donc sur le signal de pression par des oscillations basse fréquence et de faible amplitude (quelques pascals, à quelques dizaines de pascals, Fig. 6.6). On peut comprendre ces oscillations, par exemple en évaluant la perte de charge dans un conduit unidimensionnel de longueur L dont on impose une modulation périodique λ du diamètre¹⁶, advectée à la vitesse $v = \lambda/T_0$. Pour un conduit cylindrique, d'axe principal Ox , on peut écrire $r(x, t) = \bar{r} (1 + \epsilon \cos[k(x - vt)])$ où k désigne le nombre d'onde, ϵ l'amplitude la perturbation et \bar{r} le rayon moyen du tube. Dans la limite $\epsilon \ll 1$, on vérifie aisément que la chute de pression est elle-même modulée et qu'elle oscille au cours du temps suivant l'expression suivante :

$$\delta P(t) \simeq \frac{8\eta QL}{\pi \bar{r}^4} \left[1 + 4\epsilon \operatorname{sinc}\left(\frac{kL}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{kL}{2} + kvt\right) \right] \quad (6.5)$$

Concernant la période du signal de pression, voici quelques observations expérimentales que nous avons pu noter : la période T_0 des oscillations est indépendante du débit et ne dépend,

¹⁶L'origine d'une telle modulation est probablement due à une instabilité de type Rayleigh-Taylor limitée par le seuil du fluide ce qui explique qu'elle ne développe pas au point de fermer le canal. Elle dépend ainsi de la tension de surface et de l'élasticité du fluide, d'où l'évolution constatée de la période de la modulation en fonction du numéro du cycle (voir note de bas de page 17).

dans la gamme des paramètres que nous avons explorée, que des propriétés rhéologiques du fluide. Elle décroît lorsque la colonne se charge de bulles satellites¹⁷. La constance de la période des oscillations peut être comprise comme le fait que le chapelet de bulles est advecté à vitesse constante¹⁸. On observe une longueur d'onde de l'ordre du centimètre, ce qui conduit à des vitesses typiques de l'ordre de $v \simeq \lambda/T_0 \simeq 0.1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Concernant l'amplitude des variations de pression, celles-ci sont toujours inférieures au seuil du fluide, et d'autant plus faibles que le débit imposé est grand. On constate de plus que pour des débits proches et supérieurs à Q^* , l'amplitude présente une nette tendance à décroître avant que le canal ne se pince. Cette décroissance ne s'observe cependant pas systématiquement¹⁹ (Fig. 6.11).

Nous avons pris le parti de ne pas étudier en détail le canal ouvert ; sa caractérisation mériterait néanmoins une étude à part entière. En particulier, le lien entre les propriétés du canal (longueur d'onde, vitesse d'advection du motif, etc) et les propriétés rhéologiques du fluide restent à mettre à jour. Une telle étude fait partie intégrante des projets qui seront développés à la suite de cette thèse.

6.4 Etude statistique des modes de dégazage.

Nous avons vu que le dégazage au travers de la colonne de gel pour cheveux peut prendre deux formes distinctes : l'émission de bulles ou la formation d'un canal ouvert (Fig. 6.6), et que, pour un débit suffisamment élevé, on peut observer de l'intermittence, i.e. une alternance spontanée entre ces deux régimes. On se propose à présent de quantifier le temps passé dans ces deux régimes. Deux traitements sont possibles. Un premier traitement, global, consiste à répondre à la question suivante : au cours d'une expérience à débit imposé (3 jours), *Quelle fraction du temps le système passe-t-il dans chacun des deux régimes ?* Un second, local, consiste à répondre à la question suivante : *Quelles sont les distributions des temps passés dans chacun des deux régimes ?* Tous les résultats rapportés dans cette partie ont été obtenus avec une solution de gel diluée contenant 10 % d'eau en masse²⁰, après que le gradient de densité de bulles se soit installé (après le deuxième cycle de débit) et donc que la colonne ait atteint un régime quasi-stationnaire.

6.4.1 Comportement global du système.

Nous répondons ici à une première question : en fonction du débit imposé, quelle fraction du temps le système passe-t-il en régime bulle ? Considérons la figure 6.12, où chaque point correspond à un enregistrement de 3 jours. On constate qu'en-deçà d'un débit seuil, $Q \equiv Q^*$, le système passe la totalité du temps en régime bulle alors que pour des valeurs du débit supérieures à Q^* , le système alterne entre régime bulle et régime canal ouvert ; le débit seuil Q^* correspond donc au débit minimal à imposer pour assister à la formation d'un canal

¹⁷Par exemple, pour une solution contenant une fraction massique de 15 % d'eau, on constate que : $T_0 \simeq 150 \text{ s}$ lors du premier cycle, $T_0 \simeq 80 \text{ s}$ lors du cycle 2 (Fig. 6.11), puis $T_0 \simeq 40 \text{ s}$ au cycle 3.

¹⁸Il est intéressant de souligner qu'avec de telles variations de la période du signal (facteur 4), la sélection de la longueur d'onde observée ne peut être uniquement due à l'évolution de la masse volumique du fluide. Cette dernière passe au mieux de 1000 à 750 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à l'issue de 5 cycles de débit. Ceci exclue une sélection de λ par instabilité de Kelvin-Helmholtz (Guyon et al., 2001). La sélection de la longueur d'onde fait appel à une compétition entre la tension de surface et l'élasticité du fluide.

¹⁹L'abaissement de l'amplitude au cours du temps est probablement dû à un lissage des bosses de l'instabilité dans le canal par l'écoulement, qui applique en ces points une contrainte plus importante (rétrécissement).

²⁰Les solutions de gel diluées, contenant 15 % d'eau en masse, nécessitent des durées d'enregistrement bien supérieures à trois jours pour pouvoir obtenir des statistiques suffisantes et mener une analyse similaire à celle que nous allons présenter ici.

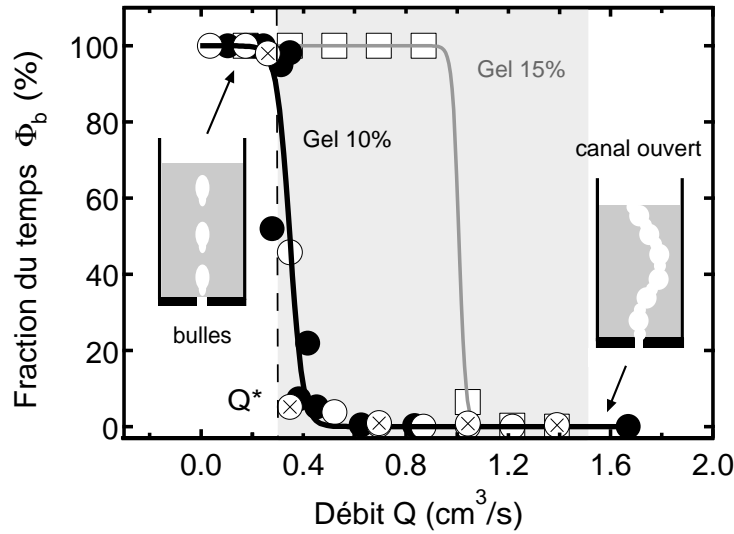


FIG. 6.12 – Fraction du temps Φ_b passée dans le régime bulle en fonction du débit volumique imposé Q . La fraction Φ_b présente clairement une transition à un débit noté Q^* qui ne dépend que de la rhéologie du fluide. Pour $Q < Q^*$, le dégazage se produit uniquement sous forme de bulles ; pour $Q > Q^*$, le dégazage se produit sous forme de bulles ou sous forme d'un canal ouvert. (symbole : hauteur h_0 en mm, volume V en cm^3). Fraction massique d'eau ajoutée : 10 % : (\bullet : 70, 530) ; (\circ : 130, 530) ; (\otimes : 70, 800). Fraction massique d'eau ajoutée : 15 % : (\square : 70, 530). Les ajustements sont des sigmoïdes et ne sont là que pour indiquer une tendance. Enfin, la zone grisée correspond à la gamme de débit dans laquelle le passage de plus d'une bulle est nécessaire pour reformer un canal ouvert venant de s'effondrer ; pour les débits supérieurs, une seule bulle suffit.

ouvert. Ce débit correspond aussi au seuil de stabilité marginale du canal, et c'est donc pour ce débit que le canal est amené à se pincer le plus fréquemment. On comprend ici la remarque faite au paragraphe 6.2.4 selon laquelle Q^* est aussi le débit pour lequel la colonne se charge le plus rapidement de bulles. En effet, notons qu'une bulle traversant la colonne peut au mieux fournir un satellite lors de sa coalescence avec une bulle déjà piégée dans le fluide (Zhang & Thoroddsen, 2008) ou lors de son explosion en surface (Divoux et al., 2008). La modulation du canal possède une longueur d'onde centimétrique pour une colonne de hauteur typique $h \simeq 10$ cm. L'effondrement d'une telle structure fournit donc en moyenne une dizaine de bulles, ce qui en fait le mécanisme dominant de remplissage de la colonne par des petites bulles. Enfin, pour $Q > Q^*$, on constate que la fraction du temps passé dans le régime bulle est d'autant plus faible que le débit est élevé²¹.

De quels paramètres le débit seuil Q^* dépend-t-il ?

Le débit seuil Q^* est indépendant de la hauteur initiale de la colonne de fluide h_0 , ainsi que du volume V de la chambre [Fig. 6.12 (\bullet), (\circ) et (\otimes)]. En revanche, Q^* est fonction des propriétés rhéologiques du fluide. D'une part Q^* tend à augmenter par dilution des solutions de gel. En effet, pour une solution contenant 10 % d'eau en masse on mesure $Q^* \simeq 0.3 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, alors que pour une solution contenant 15 % d'eau, on mesure $Q^* \simeq 1 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (Fig. 6.12).

²¹Il est néanmoins intéressant de souligner que, si pour $Q < Q^*$, le débit n'est pas suffisant pour conduire à la formation d'un canal, pour $Q > Q^*$ en revanche, le canal est toujours susceptible de se pincer, et une ou plusieurs bulles peuvent être nécessaires à le reformer. En ce sens, les deux régions que délimite Q^* sont dissymétriques.

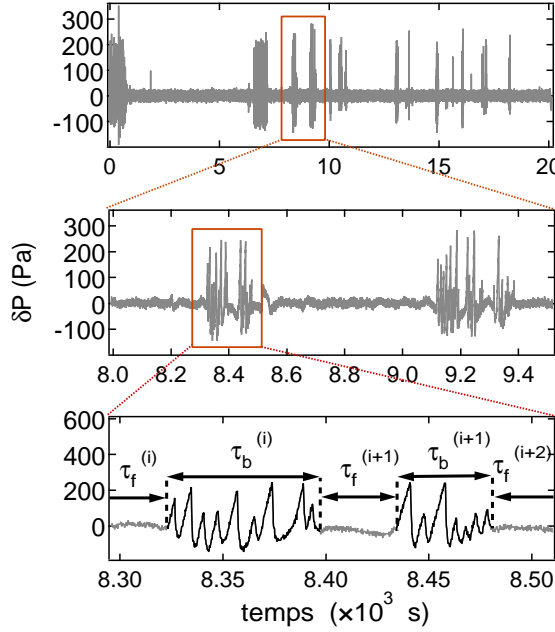


FIG. 6.13 – Évolution de la surpression $\delta P(t)$ en fonction du temps. Le signal a été filtré (numériquement) pour souligner l'aspect intermittent et binaire du dégazage : des périodes d'activité succèdent à des périodes de calme. L'analyse consiste à mesurer les durées de vie des canaux successifs ($\tau_f^{(i)}$) et les durées des régimes de bulle ($\tau_b^{(i)}$) qui conduisent à leur formation. Les figures de haut en bas correspondent au même signal représenté à différentes échelles de temps [Fraction massique d'eau ajoutée : 10 %, $h_0=70$ mm, $V = 800$ cm³ et $Q = 0.35$ cm³/s].

D'autre part, Q^* évolue lors des deux premiers cycles de débit imposés à la colonne : lorsque la colonne se remplit de bulles, Q^* diminue. Au-delà du deuxième cycle de débit, Q^* est trouvé constant lors des cycles de débit suivants, confirmant le fait que le gradient de densité de bulles s'est mis en place lors des deux premiers cycles et que, si celui-ci évolue, c'est sur des temps bien supérieurs au délai de 3 jours imposé entre chaque changement de débit. A ce stade, il est important d'insister sur le fait que pour un fluide qui contient peu de bulles, Q^* n'a de valeur fixe que lorsque le débit imposé Q est différent de Q^* . En effet, dans ce cas, la colonne possède une quantité de bulles piégées qui n'évolue que lentement dans le temps et donc une valeur bien définie de Q^* (c'est aussi le cas d'une colonne où le gradient de densité de bulles est déjà en place). En revanche, lorsqu'on impose $Q \simeq Q^*$ à une colonne contenant peu de bulles, cette dernière va se remplir très efficacement de petits satellites qui vont naturellement conduire à un abaissement de Q^* . En continuant d'imposer cette même valeur de Q , on a maintenant $Q > Q^*$ ce qui conduit naturellement à l'apparition d'un régime intermittent. Ce point pourrait avoir des applications pertinentes en géophysique, et nous y reviendrons en fin de chapitre (section 6.5). Retenons que le débit seuil Q^* est une grandeur dynamique susceptible de vieillir avec la colonne de fluide lorsque celle-ci se charge de bulles.

6.4.2 Comportement local du système.

Concentrons-nous à présent sur l'aspect binaire du dégazage (Fig. 6.13) : au cours d'un enregistrement à débit imposé, l'activité peut être réduite à une série d'intervalles de temps $\{\tau_f^{(1)}, \tau_b^{(1)}, \tau_f^{(2)}, \tau_b^{(2)}, \dots, \tau_f^{(n)}, \tau_b^{(n)}\}$ successivement passés dans le régime bulle ($\{\tau_b^{(i)}\}_{i \in [1;n]}$) et dans le régime canal ouvert ($\{\tau_f^{(i)}\}_{i \in [1;n]}$). Pour réduire le bruit des distributions de probabilité associées à chacun des deux régimes $p_b(\tau_b)$ et $p_f(\tau_f)$ il est commode, ici encore, de travailler avec les probabilités cumulées associées $F_b(\tau_b)$ et $F_f(\tau_f)$ définies comme suit :

$$F_x(\tau_x) \equiv \int_{\tau_x}^{\infty} p_x(\tau) d\tau \quad (6.6)$$

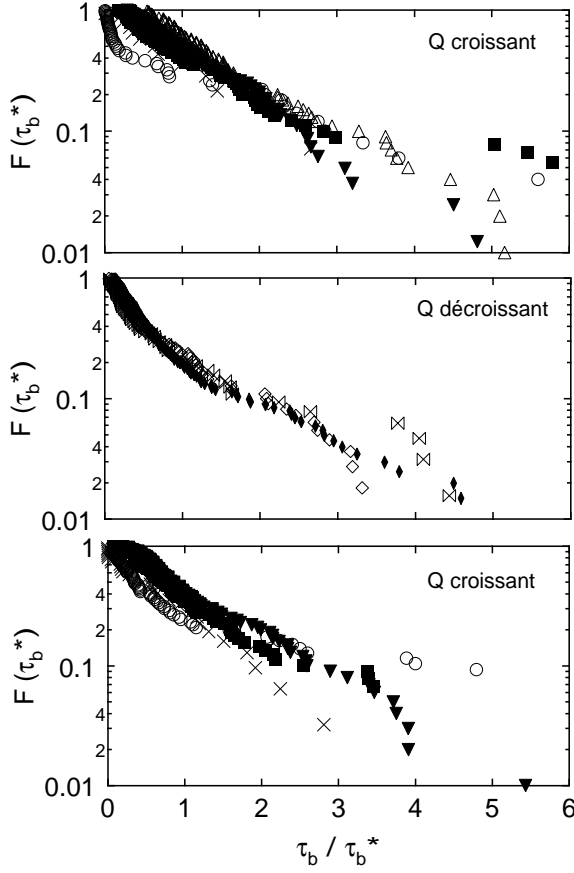


FIG. 6.14 – **Probabilité cumulée $F(\tau_b)$.** Le temps τ_b passé dans le régime bulle présente une distribution de probabilité exponentielle dont il sort un temps caractéristique τ_b^* (fig. 6.15). On rapporte ici des données correspondant à des débits croissants et décroissants. [(symbole, $Q \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Haut : (\times , 0.347); (\circ , 0.521); (\blacksquare , 0.695); (\triangle , 0.869); (\blacktriangledown , 1.04); Milieu : (\diamond , 1.22); (\blacklozenge , 0.782); (\diamond , 0.608); (\boxtimes , 0.434). Bas : (\times , 0.347); (\circ , 0.521); (\blacksquare , 0.695); (\blacktriangledown , 1.04). (contenu en eau : 10 %, $V = 530 \text{ mL}$, $h_0 = 70 \text{ mm}$)].

où x désigne b ou f . On obtient une très bonne estimation de cette quantité en traçant j/n en fonction de $\tau_x^{(j)}$ où $\{\tau_x^{(j)}\}$ désigne la suite des intervalles de temps $\{\tau_x^{(i)}\}$ classés par ordre décroissant de façon que : $\tau_x^{(1)} > \tau_x^{(2)} > \dots > \tau_x^{(n)}$ (Berg & Harris, 2008). Discutons à présent l'information contenue dans ces deux distributions de probabilité.

Le régime bulle.

De la séquence temporelle des durées passées en régime bulle $\{\tau_b^{(i)}\}_{i \in [1;n]}$ on déduit l'existence d'un temps caractéristique τ_b^* de formation du canal ouvert. En effet, la probabilité cumulée $F_b(\tau_b)$ de passer un temps τ_b dans le régime bulle présente une décroissance exponentielle (Fig. 6.14), et le temps caractéristique τ_b^* associé à cette loi définit le temps moyen de formation d'un canal²². Ce temps est peu sensible au volume de la chambre V , mais dépend du débit volumique Q : il décroît fortement pour des valeurs croissantes du débit (Fig. 6.15), pour rejoindre le temps typique d'émission d'une bulle pour $Q \simeq 5Q^*$. Ceci signifie que pour des valeurs du débit supérieures à $5Q^*$, lorsque le canal se pince, l'émission d'une seule bulle suffit à le reformer. Pour comprendre une telle dépendance de τ_b^* avec Q , et ainsi faire le lien avec le mécanisme de formation du canal ouvert que nous avons discuté

²²Attention, si la probabilité cumulée présente essentiellement une décroissance exponentielle à temps longs, il est important de souligner que la distribution associée $p(\tau_b)$, qui présente de fait la même décroissance exponentielle à temps long, présente aussi un maximum à temps court qui correspond au temps typique d'émission d'une bulle $T \simeq 2 \text{ s}$. Le temps moyen passé dans le régime bulle τ_b^* , qui pour des valeurs du débit légèrement supérieures à Q^* peut prendre des valeurs très grandes devant T (jusqu'à 4 ordres de grandeur), tend rapidement vers T dans la limite où $Q \geq 5Q^*$ (Fig. 6.15).

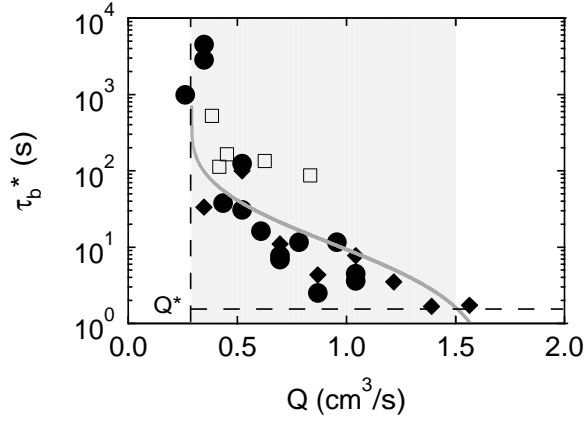


FIG. 6.15 – Temps τ_b^* en fonction du débit volumique Q obtenu pour des valeurs croissantes et décroissantes du débit. Les symboles pleins se réfèrent aux résultats obtenus dans la figure 6.14, [(Symbole, V cm³) : (•; 530); (◆; 800)]. Les symboles ouverts correspondent à des données obtenues en mélangeant la colonne à l’aide d’une spatule à chaque changement de valeur du débit (□, $V = 530$ cm³). L’ajustement correspond à l’expression (6.10) avec $\tau_0 \simeq 65$ s, $Q_c \simeq 0.35$ cm³/s et $Q^* \simeq 0.29$ cm³/s. Enfin, la ligne horizontale hachurée correspond au temps typique d’émission d’une bulle (environ 1 s). La région grisée correspond à l’intervalle de débit $]Q^*; Q^+]$.

dans la section précédente, il est pertinent d’essayer de mettre en équation un tel mécanisme.

Rappelons qu’au départ, le fluide est au repos et que sa contrainte seuil σ_y vaut sa valeur en régime stationnaire σ_c . Le passage d’une première bulle déstructure le fluide et crée un chemin ‘facile’ de contrainte seuil réduite. Les passages successifs des bulles suivantes vont aussi contribuer à l’abaissement de la contrainte seuil de cette zone du fluide. Cet abaissement a la conséquence suivante : les bulles prennent une forme allongée et ce d’autant plus que le seuil est faible (en fait de bulles, ce sont des doigts qui se développent à partir de la buse, puis se pincent pour former une bulle). Lorsque le seuil a suffisamment chuté, un dernier doigt va permettre de connecter la buse émettrice à la surface libre du fluide, donnant ainsi naissance à un canal ; ce dernier va être stable à condition que la contrainte de cisaillement qu’exerce l’écoulement d’air sur les parois du canal compense exactement la contrainte seuil d’écoulement du fluide composant les parois. Mettons ce scénario en équation. Le passage de bulles successives peut être rendu par le jeu d’équations suivant :

$$\begin{cases} \tau_b \dot{\sigma}_y + \sigma_y = 0 \\ \tau_0 \dot{\sigma}_y + \sigma_y = \sigma_c \end{cases} \quad (6.7)$$

où la première équation correspond à la déstructuration du fluide qui se traduit par une décroissance de la contrainte seuil σ_y vers zéro avec une constante de temps τ_b . La seconde équation traduit la relaxation du fluide au repos, entre deux bulles successives, avec une constante de temps τ_0 (relaxation de la contrainte seuil vers sa valeur stationnaire σ_c). Il est important de bien noter la différence entre les deux temps introduits τ_0 et τ_b . Le temps τ_0 est un temps propre au fluide, qui n’est fonction que de sa rhéologie ; le temps τ_b , quant à lui, est fonction non seulement des propriétés du fluide, mais aussi de la sollicitation imposée par le passage d’une bulle, et donc de fait on a : $\tau_b \leq \tau_0$ (Barnes, 1997). En notant t_b le temps durant lequel le fluide est cisailé (temps de passage d’une bulle) et en sachant que le temps typique entre deux bulles successives est donné par $\tau \equiv V_b/Q$ où V_b désigne le volume typique d’une bulle, on peut estimer la valeur de la contrainte seuil du fluide après le passage de la n -ième bulle d’après le jeu d’équations précédent. On obtient l’expression suivante :

$$\sigma_y \simeq \sigma_c - \sigma_c \frac{t_b}{\tau} \frac{\tau_0}{\tau_b} \left[1 - \exp \left(-n \frac{\tau}{\tau_0} \right) \right] \quad (6.8)$$

dans laquelle on a supposé que $t_b \ll \tau \ll \tau_b$ et gardé la dépendance exponentielle en n , le nombre de bulles émises successivement. L'expression (6.8), lue sous forme d'une somme de trois termes, est lumineuse : suite au passage de n bulles, la contrainte seuil du fluide a chuté. Son abaissement est proportionnel à la fraction du temps t_b/τ durant lequel le fluide est cisailé, ainsi qu'à la dissymétrie des temps de déstructuration-restructuration du fluide τ_0/τ_b . Enfin, le temps durant lequel le fluide est au repos contribue à laisser le seuil relaxer vers sa valeur stationnaire σ_c avec une constante de temps τ_0 . Si à l'issue du passage de cette n -ième bulle un canal se forme, il sera stable à condition que la contrainte de cisaillement σ_p imposée par le flux d'air à la paroi équilibre la contrainte seuil du fluide σ_y , à cet instant. En remarquant que $\tau_b^* \equiv n\tau$, et en considérant cette condition vérifiée, on obtient :

$$\tau_b^* = -\tau_0 \ln \left[1 - \frac{\tau}{t_b} \frac{\tau_b}{\tau_0} \left(1 - \frac{\sigma_p}{\sigma_c} \right) \right] \quad (6.9)$$

On peut alors estimer la contrainte de cisaillement σ_p en considérant un écoulement de Poiseuille dans le canal (Guyon et al., 2001), $\sigma_p = 4\eta_a Q/(\pi r_c^3)$ où η_a désigne la viscosité de l'air et r_c le rayon du canal. Sous cette hypothèse, on obtient l'expression suivante du temps moyen de formation du canal τ_b^* en fonction du débit Q :

$$\tau_b^* \simeq -\tau_0 \ln \left[Q_c \left(\frac{1}{Q^*} - \frac{1}{Q} \right) \right] \quad (6.10)$$

où on a pris soin d'introduire les débits Q_c et Q^* définis comme suit :

$$Q_c \equiv \frac{\tau_b}{\tau_0} \frac{V_b}{t_b} \quad \text{et} \quad Q^* \equiv \frac{Q_c}{1 + Q_c/Q^+}, \quad \text{avec} \quad Q^+ \equiv \frac{\pi r_c^3 \sigma_c}{4\eta_a} \quad (6.11)$$

Attardons-nous un peu sur l'expression (6.10) qui mérite plusieurs commentaires.

- Tout d'abord l'existence de τ_b^* (> 0) est prédite dans une gamme finie de débits $Q \in]Q^*, Q^+]$ ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux (Fig. 6.15). On constate que pour $Q < Q^*$, le temps τ_b^* n'est pas défini et que l'écoulement ne pourra jamais équilibrer les parois du canal. Par ailleurs, dans l'autre limite $Q = Q^+$, τ_b^* est nul et un canal se forme immédiatement après effondrement du canal précédent.
- Ensuite, l'ajustement des résultats expérimentaux par l'expression (6.10), en utilisant 3 paramètres ajustables, donne les estimations suivantes : $Q^* = 0.29 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_c = 0.35 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et $\tau_0 = 65 \text{ s}$. Le débit seuil de formation du canal ouvert Q^* est en accord avec la valeur expérimentale constatée (Fig. 6.12) ; le temps de mémoire du fluide τ_0 obtenu est du bon ordre de grandeur, puisqu'on constate qu'en laissant un temps supérieur à quelques minutes entre deux bulles, la seconde traverse la colonne sans mémoire du passage de la première.
- Enfin, de Q_c dont l'interprétation directe n'est pas aisée, on peut tirer deux quantités plus parlantes : Q^+ et τ_b . L'expression de Q^+ est déterminée par la condition $\tau_b^* > 0$ dans l'expression (6.10), ce qui conduit à :

$$Q^+ = \frac{Q_c Q^*}{Q_c - Q^*} \simeq 1.7 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}. \quad (6.12)$$

C'est à peu près le débit expérimental observé à partir duquel une seule bulle suffit à former un canal. Pour être rigoureux, il faut définir Q^+ , non pas comme le débit

pour lequel $\tau_b^* = 0$, mais plutôt comme le débit pour lequel τ_b^* est de l'ordre du temps d'émission d'une bulle. L'application numérique donne $Q^+ \simeq 1.5 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, en accord avec la valeur expérimentale. De plus, Q_c permet d'estimer le temps typique de déstructuration du fluide τ_b . Des signaux de pression on estime le volume typique d'une bulle $V_b \simeq 2 \text{ cm}^3$, ce qui correspond à un rayon de bulle $r_b \simeq 0.8 \text{ cm}$. Sachant qu'une bulle traverse la colonne de fluide (8 cm) en un temps de l'ordre de la seconde, on en déduit que le temps sur lequel une bulle ascendante cisaille le fluide est de l'ordre de $t_b \simeq 0.2 \text{ s}$. On en déduit une estimation du temps de déstructuration du fluide sous l'action du passage d'une bulle :

$$\tau_b = \tau_0 \frac{Q_c t_b}{V_b} \simeq 2.3 \text{ s} \quad (6.13)$$

Cette valeur est raisonnable, puisque supérieure au temps de passage d'une bulle ($t_b \simeq 0.2 \text{ s}$) et très inférieure au temps de relaxation du fluide seul ($\tau_0 = 65 \text{ s}$) pour cette valeur élevée du taux de cisaillement (5 s^{-1}).

Ce modèle a le mérite de décrire correctement la dépendance du temps moyen passé en régime bulle en fonction du débit, et appuie le scénario que nous proposons quant à la formation du canal ouvert. Les ordres de grandeur obtenus sont raisonnables. L'hypothèse faite pour aboutir à l'expression de $\tau_b^*(Q)$ est à peu près vérifiée :

$$t_b \simeq 0.2 \text{ s} \ll \tau \simeq 2 \text{ s} < \tau_b \simeq 2.3 \text{ s} \quad (6.14)$$

Ceci laisse à penser qu'avec ce modèle nous sous-estimons le temps τ_b de déstructuration du fluide. Passons à présent à la distribution des intervalles de temps passés en canal ouvert.

Le régime canal ouvert.

De la séquence temporelle des durées de vie du canal $\{\tau_f^{(n)}\}$, on constate que, à débit imposé Q dans l'intervalle $Q \in [Q^*, Q^+]$, la distribution de probabilité cumulée $F_f(\tau_f)$ de ces durées de vie présente un comportement en loi de puissance (Fig. 6.16). En effet, pour les temps τ_f compris dans l'intervalle $[\tau_1; \tau_2]$ avec $\tau_1 \simeq 10 \text{ s}$ et $\tau_2 \simeq 1000 \text{ s}$ on a $F(\tau_f) \propto \tau_f^{-\alpha}$. Pour $\tau_f > \tau_2 = 1000 \text{ s}$, F_f présente une coupure. Comme cette coupure est bien inférieure au temps typique d'une expérience (3 jours, soit environ 240000 s), on s'assure que la coupure n'est pas due à la durée finie de l'expérience mais bien à un phénomène intrinsèque au système (Bertin & Bardou, 2008).

- *Comment interpréter cette loi de puissance ?* -

L'exposant²³ associé à cette loi de puissance vaut $\alpha = 0.18 \pm 0.02$. On constate que ce dernier est indépendant du débit imposé Q , ainsi que du volume V de la chambre. Dans la gamme de paramètre explorée, l'exposant ne semble dépendre que de la rhéologie du fluide (Fig. 6.17). Une façon de le vérifier est la suivante : nous avons, pour une série d'expériences, légèrement modifié le protocole expérimental. On impose toujours des cycles de débit à la colonne de fluide, cependant, à chaque changement de débit, on mélange lentement la colonne de fluide à l'aide d'une spatule, modifiant ainsi la répartition, la taille et le nombre des bulles

²³La valeur de cet exposant α étant faible, il est important de vérifier que la probabilité cumulée F_f présente bien un comportement en loi de puissance et non un comportement logarithmique. En traçant F_f en fonction de $\ln(\tau_f)$, on constate que dans cette représentation F_f présente une courbure non nulle qui valide notre hypothèse d'une décroissance en loi de puissance.

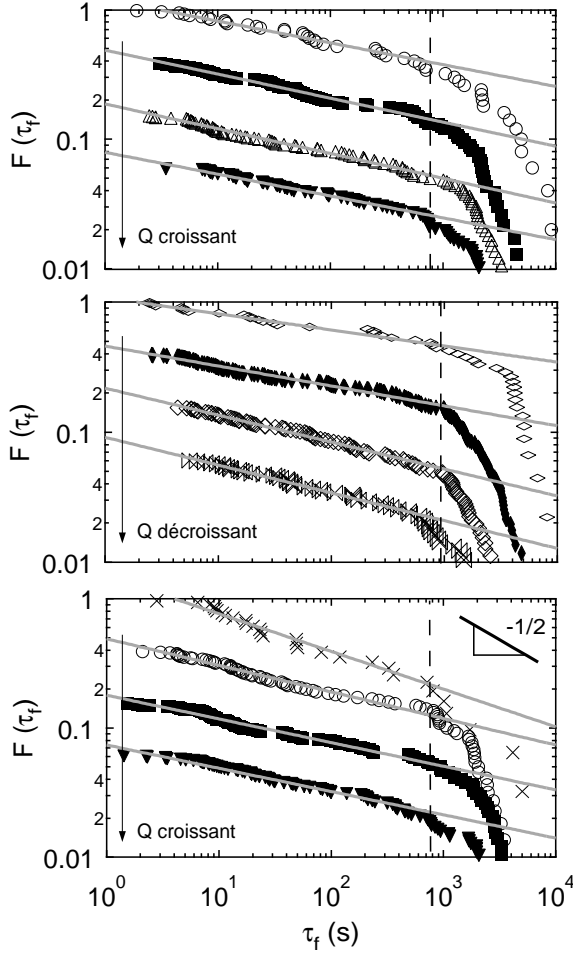


FIG. 6.16 – **Distribution de probabilité cumulée** $F_f(\tau_f)$. La distribution du temps de vie du canal ouvert suit une distribution en loi de puissance jusqu'à un temps de coupure τ_2 . Les courbes, correspondant à différents débits, ont été décalées verticalement par souci de clarté. Chaque courbe correspond à des statistiques obtenues sur un enregistrement de plus de 3 jours, délai suffisamment grand devant τ_2 pour pouvoir prétendre être en régime stationnaire [(Fraction volumique d'eau ajoutée : 10 %, $V = 530 \text{ cm}^3$, $h_0 = 70 \text{ mm}$). (symbole, $Q \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Haut : (\circ , 0.521); (\blacksquare , 0.695); (\triangle , 0.869); (\blacktriangledown , 1.04). Milieu : (\diamond , 1.22); (\blacklozenge , 0.782); (\square , 0.608); (\boxtimes , 0.434). Bas : (\times , 0.347); (\circ , 0.521); (\blacksquare , 0.695); (\blacktriangledown , 1.04)].

qui se sont installées dans le fluide. On retrouve dans ce cas une distribution de probabilité cumulée qui est une loi de puissance mais l'exposant est, cette fois, légèrement plus faible : on mesure $\alpha \simeq 0.1$ [Fig. 6.17 (\times)]. Ceci confirme que les propriétés rhéologiques et la présence des bulles jouent sur la valeur de l'exposant et donc sur la dynamique de dégazage.

La conséquence principale de la faible valeur de l'exposant α est qu'on ne peut définir de durée de vie moyenne d'existence du canal ouvert, entre $\tau_1 = 10 \text{ s}$ et $\tau_2 = 1000 \text{ s}$. En effet, puisque $F_f(\tau_f)$ est une loi de puissance dans cet intervalle de durée de vie du canal, la distribution de probabilité elle-même est une loi de puissance d'expression $p_f(\tau_f) \propto \tau_f^{-(1+\alpha)}$ dans cet intervalle. Aucun des moments associés à cette distribution n'existent puisque $1 + \alpha < 2$. Ainsi, si un canal survit un temps supérieur à $\tau_1 = 10 \text{ s}$, on ne peut prédire quand il va s'effondrer, tant que sa durée de vie τ reste inférieure à $\tau_2 = 1000 \text{ s}$. L'existence d'une coupure au-delà de τ_2 est naturelle puisqu'elle garantit un temps de vie fini au canal. Enfin, deux interprétations pour la valeur de ce temps de coupure, toutes deux liées à la rhéologie du fluide, nous paraissent pertinentes. On constate que 1000 s est l'ordre de grandeur de l'inverse du taux de cisaillement critique du fluide $\dot{\gamma}_c^{-1}$ [Fig. 6.2 (a)]. Le temps $\dot{\gamma}_c^{-1}$ caractéristique du fluide marque le temps typique à partir duquel ce dernier s'écoule, et donc le moment à partir duquel la probabilité que le canal se pince augmente brutalement. La seconde interprétation fait appel aux bulles, dont le temps de relaxation typique est : $\tau \simeq r^* \eta_0 / \gamma_s \simeq 1000 \text{ s}$, où r^* désigne le diamètre moyen des bulles dans la colonne, η_0 la viscosité de cisaillement nul du fluide et γ_s la tension de surface du fluide (Guido & Greco, 2001; Rust & Manga, 2002a).

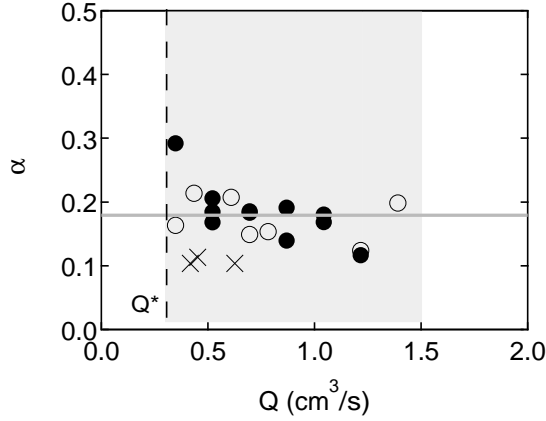


FIG. 6.17 – **Exposant α en fonction du débit volumique Q .** Les valeurs de α obtenues à débit croissant et décroissant (resp. symboles fermés et ouverts) sont sensiblement identiques et inférieures à $1/2$, valeur usuellement obtenue dans les cas d’intermittence On-Off. Lorsque la colonne de fluide est remuée grossièrement à l’aide d’une spatule à chaque changement de débit (croix), on trouve des valeurs de l’exposant α encore plus faibles. [Fraction volumique d’eau ajoutée : 10 % ; $V = 530 \text{ cm}^3$ et $V = 800 \text{ cm}^3$, $h_0 = 70 \text{ mm}$].

Comme nous l’avons constaté, les bulles ont une contribution importante à la thixotropie du fluide et leur déformation fournit de loin le temps de mémoire le plus long du fluide. La coupure pourrait ainsi correspondre au temps de relaxation de la forme des bulles. Cette dernière interprétation est en accord avec le fait que la coupure est toujours la même, indépendamment de la valeur du débit, une fois que le gradient de concentration de bulles est en place.

- *Comment interpréter la valeur de l’exposant α ?* -

L’exposant α n’a rien d’universel. C’est un exposant qui semble dépendre essentiellement des propriétés du fluide. Nous n’avons pas cependant de lien univoque entre ces propriétés et la valeur de cet exposant. Néanmoins, on se propose dans ce paragraphe de donner une interprétation de l’exposant α à l’aide d’une description stochastique simple.

Considérons un système à deux états : *l’état bulle* et *l’état canal ouvert*. On peut écrire qu’après avoir passé un temps τ_b dans l’état bulle, le système a une probabilité par unité de temps (ou un taux de transition) $r_b(\tau_b)$ de passer dans le régime canal. Réciproquement, on suppose qu’après un temps τ_f passé dans l’état canal ouvert, le système peut passer à l’état bulle avec un taux de transition $r_f(\tau_f)$. Dans le régime bulle, le fait que la probabilité cumulée F_b présente essentiellement une décroissance exponentielle, avec un temps caractéristique τ_b^* signifie que le taux de transition r_b est constant et vaut $r_b = 1/\tau_b^*$. Au contraire, dans le régime bulle, la loi de puissance observée pour F_f suggère qu’une dynamique sous-jacente plus complexe est en jeu. Essayons d’estimer une forme possible de $r_f(\tau_f)$. De l’équation d’évolution de F_f , qui s’écrit :

$$\frac{dF_f}{d\tau_f} = -r_f(\tau_f) F_f(\tau_f), \quad (6.15)$$

on déduit que F_f se comporte comme une loi de puissance ($F_f \propto \tau_f^{-\alpha}$) à condition que $r_f = \alpha/\tau_f$. La plus simple expression de r_f vérifiant cette contrainte, et le fait qu’une telle loi de puissance ne s’observe que sur l’intervalle de temps $\tau_1 \lesssim \tau_f \lesssim \tau_2$, est la suivante :

$$r_f(\tau_f) = \frac{1}{\tau_0(1 + \tau_f/\tau_1)} + \frac{1}{\tau_2} \quad (6.16)$$

Cette expression, dans laquelle nous avons introduit un temps τ_0 , définit l’exposant α comme le rapport de deux temps, $\alpha = \tau_1/\tau_0$. En utilisant cette dernière forme pour r_f (6.16) et le

fait que $\tau_1 \ll \tau_2$, la distribution F_f solution de l'équation (6.15) s'écrit :

$$F_f(\tau_f) = \frac{e^{-\tau_f/\tau_2}}{(1 + \tau_f/\tau_1)^\alpha} \quad (6.17)$$

Cette dernière expression appelle un certain nombre de commentaires.

- Tout d'abord, cette expression se comporte comme une loi de puissance dès que $\tau_f \gg \tau_1$, et présente une coupure exponentielle à partir du temps τ_2 , en accord avec la distribution expérimentale (Fig. 6.16).
- Ensuite, dans la limite où $\tau_f \ll \tau_1$, $F_f(\tau_f)$, elle peut être développée en :

$$F_f(\tau_f) \simeq 1 - \tau_f/\tau_0. \quad (6.18)$$

Cette dernière expression peut être utilisée pour estimer, à partir des distributions cumulées expérimentales, la valeur du paramètre τ_0 . On trouve des valeurs de l'ordre de 30 à 40 s. De même, l'expression (6.17) peut être utilisée pour estimer le temps τ_1 à partir des distributions cumulées expérimentales : on obtient $\tau_1 \simeq 5-8$ s.

- Enfin, le rapport de ces deux temps τ_1/τ_0 , qui n'est autre que l'exposant α par construction, est donc compris dans l'intervalle $0.12 \lesssim \alpha \lesssim 0.27$. Cette valeur de l'exposant α est compatible avec la valeur expérimentale (Fig. 6.17).

Nous proposons donc d'interpréter l'exposant α comme le rapport de deux temps caractéristiques du système. Au moment où le doigt émis de la buse atteint la surface libre du fluide, les parois du canal juste formé sont verticales. Nous interprétons le premier temps $\tau_1 \simeq 5-8$ s comme le temps nécessaire à l'installation de la longueur d'onde qui s'observe nettement sur les parois du canal en régime stationnaire. Le second temps, $\tau_0 \simeq 30-40$ s est certainement lié au fluide, et est du même ordre de grandeur que le temps de mémoire du fluide estimé dans le modèle de formation du canal précédemment détaillé ($\tau_0 \simeq 65$ s). Nous proposons d'identifier ces deux temps et c'est pour cette raison que nous avons pris le parti de les noter tous les deux τ_0 .

Comparaison avec les scenarii classiques d'intermittence.

Le modèle à deux niveaux que nous venons de détailler donne une interprétation intéressante de l'exposant qui apparaît dans la distribution des temps de vie du canal ouvert. En effet, nous sommes maintenant en présence d'un phénomène intermittent (le dégazage), alternant entre deux états et dont la distribution des temps de résidence dans l'état Off (régime canal ouvert) est une loi de puissance d'exposant $1 + \alpha < 3/2$. Tous les exemples de systèmes physiques que nous citons précédemment [instabilité d'onde de spin (Rödelsperger et al., 1995), fluorescence de molécules uniques²⁴ (Dickson et al., 1997), etc] présentent une dynamique similaire, mais une loi de puissance pour le temps de résidence dans l'état Off dont l'exposant est systématiquement 1.5. Cet exposant est particulièrement bien compris théoriquement. Par exemple, dans le cas des scenarii dit d'intermittence On-Off, cet exposant 3/2 est directement lié à la probabilité de premier retour d'une marche aléatoire (ou d'une

²⁴On pourra sur ce sujet consulter l'article récent de Stefani et al. (2009) qui offre une approche très pédagogique du sujet. Soulignons que pour ce genre de système, l'exposant α a été interprété comme le rapport de deux longueurs pertinentes, ce que nous n'avons appris qu'après avoir proposé d'interpréter l'exposant α de nos expériences en terme d'un rapport de deux temps.

'marche chaotique' dans un scénario purement déterministe) (Heagy et al., 1994) ; ou encore, dans le cadre des scénarii d'intermittence de type I, II et III (Pomeau & Manneville, 1980; Schuster, 2008) cet exposant est relié à la nature de la bifurcation mise en jeu²⁵. Dans tous les cas, cet exposant diffère de façon significative des valeurs expérimentales que nous mesurons. Notons enfin que les valeurs que nous rapportons ici dépendent de la rhéologie du fluide et n'ont donc rien de général ou d'universel comme peut l'être la valeur $3/2$.

6.5 Relecture des résultats dans un cadre géophysique.

Dans cette dernière partie, nous faisons le lien entre la revue proposée au chapitre précédent à propos de l'activité intermittente des volcans basaltiques, et les résultats de l'expérience que nous venons de décrire dans ce chapitre.

6.5.1 Est-il pertinent de comparer du magma et du gel pour cheveux ?

L'analogie peut a priori paraître surprenante²⁶. Pourtant, les solutions diluées de gel pour cheveux présentent plusieurs des grands traits rhéologiques du magma.

- Ces solutions diluées sont fortement rhéofluifiantes (section 6.2.3 et 6.2.4) comme le sont les magmas en général (Ildefonse et al., 1997; Gonnermann & Manga, 2007), en particulier les magmas basaltiques (Webb & Dingwell, 1990).
- Ces solutions diluées possèdent un seuil peu élevé, de quelques dizaines de pascals (section 6.2.3), à l'instar des laves basaltiques comme celle de l'Etna et du Stromboli dont le seuil d'écoulement est au mieux de 100 Pa, au-dessus de la température de fusion (Hoover et al., 2001; Pinkerton & Norton, 1995). Notons de plus que l'existence de ce seuil dans nos expériences conduit naturellement au piégeage de nombreuses petites bulles satellites dont la distribution en taille est exponentielle (section 6.2.4). Sur le terrain, les tailles des bulles piégées dans la lave peuvent présenter des distributions exponentielle ou en loi de puissance, ces deux distributions étant comprises comme le résultat d'un même mécanisme. La distribution de taille exponentielle correspond à un magma 'frais' qui commence à se remplir de bulles, alors que la distribution en loi de puissance correspond à un magma plus 'vieux', i.e. ayant subi un nombre plus importants de décompressions (Blower et al., 2001, 2002). Nos résultats expérimentaux sont compatibles avec ces observations²⁷.
- Ces solutions diluées présentent, en l'absence de bulles piégées, de la thixotropie (section 6.2.3). De tels effets mémoire ont déjà été rapportés dans le cas de l'Etna (Pinkerton & Norton, 1995). Ils restent cependant difficiles à identifier expérimentalement, puisque le magma est un matériau pour lequel toute expérience de rhéologie est rendue difficile par les conditions extrêmes de température et/ou de pression dans les conditions naturelles. Nous pensons néanmoins que ce type d'effet peut avoir des conséquences importantes en pratique comme nous le détaillons dans la section sui-

²⁵Il vaut 0.5 pour le scénario de type I, 2 pour le scénario de type II et $3/2$ pour le scénario de type III.

²⁶Rappelons que les seules expériences de laboratoire ayant eu pour but de mimer en laboratoire l'intermittence des volcans basaltiques ont été menées dans des solutions newtoniennes, en général des huiles silicones, voir par exemple (Jaupart & Vergnolle, 1988, 1989; Ripepe et al., 2001).

²⁷C'est une motivation supplémentaire pour analyser la distribution des tailles de bulles dans notre expérience à la suite d'un nombre variable de cycles de débits.

vante.

Il y a évidemment plusieurs causes présentes dans les conditions de terrain susceptibles de contribuer au caractère non-newtonien du magma que notre expérience ne prend pas en compte : les gradients de température et la présence d'hétérogénéités (cristaux, roches, etc). La température contrôle entre autre la quantité d'eau présente dans le magma. Les molécules d'eau ont tendance à rompre les liaisons oxygène-silicium, ce qui contribue à diminuer la viscosité (Gonnermann & Manga, 2007; Parfitt & Wilson, 2008). Des variations de température peuvent ainsi induire des variations de viscosité et jouent en ce sens un rôle certainement très important. Nous avons pris le parti de nous focaliser sur la rhéologie non linéaire du magma et donc de travailler avec un fluide non-newtonien à température donnée; nos résultats ne peuvent pas rendre compte du rôle des forts gradients de température qui sont présents dans le conduit, ou encore de ceux présents lors de l'explosion d'une bulle en surface. Au contraire, la présence d'hétérogénéités, dans la limite des faibles fractions volumiques, tend à augmenter la viscosité. Pour les fractions volumiques plus élevées ($\phi_c \simeq 40\%$) leur présence contribue à la non-linéarité de la rhéologie : le magma peut présenter un seuil d'écoulement très élevé, et lors de la phase de croissance et d'expansion des bulles certaines zones du magma se fracturent et jouent un rôle clef sur le mode d'éruption (Dingwell, 1996; Lavallée et al., 2008). Ce genre de scénario, commun pour les volcans explosifs ne s'applique pas ou peu aux volcans effusifs (Parfitt & Wilson, 2008) et justifie le fait que nous restreignons nos conclusions aux volcans dont le magma présente une faible fraction volumique de cristaux ($\phi \ll 40\%$).

6.5.2 Quels résultats pourraient être transposables en géophysique ?

▷ Le premier résultat qui pourrait être important sur le terrain concerne l'intermittence à débit constant. En effet, nous avons démontré qu'une colonne de fluide non-newtonien alimentée en gaz à un débit constant au travers d'une chambre, peut alterner spontanément entre deux modes de dégazage du fait de la rhéologie non-linéaire du fluide (section 6.3). Ce résultat suggère qu'un changement d'activité d'un volcan basaltique, observé en surface et qui se manifeste par exemple par un changement du rythme ou de l'intensité du dégazage (Stromboli) ou encore par le passage d'une éruption sous forme de fontaines de lave à l'explosion de bulles (Kilauea, Etna), n'est pas nécessairement dû à un changement d'activité en profondeur (changement du taux de nucléation de bulles, ou du débit d'apport de magma 'frais'). La seule rhéologie non-newtonienne du magma pourrait suffire à expliquer (au moins en partie) l'alternance observée entre différents régimes éruptifs mentionnés ci-dessus (voir chapitre précédent).

▷ Le deuxième résultat concerne la possibilité que des structures de type chapelet de bulles, ou canal ouvert [Fig. 6.10 (b)] dont nous venons d'étudier la durée de vie, interviennent dans le dégazage des volcans basaltiques. Nous avons déjà mentionné dans le chapitre précédent que, pour des laves comme les rhyolites dont la teneur en silicium est plus élevée que celle des laves basaltiques, de telles structures ont le temps de se former lors de l'ascension du magma dans le conduit (Larsen et al., 2004) et sont facilement générées sous cisaillement (Okumura et al., 2008), y compris pour des fractions volumiques de bulles relativement faibles ($\phi \simeq 20\%$) (Okumura et al., 2006). Nous pensons que l'existence de ces chapelets de bulles est grandement favorisée par la rhéologie non-newtonienne du magma et qu'elle peut avoir lieu aussi dans les magmas basaltiques. En particulier le fait qu'il existe de nombreuses signatures de la coalescence de bulles dans ce type de lave supporte cette idée (Herd & Pinkerton, 1997).

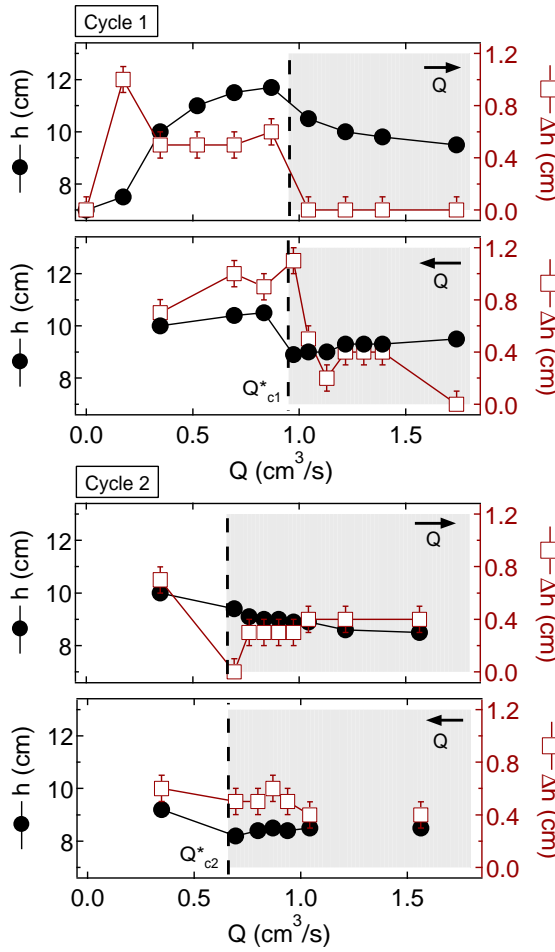


FIG. 6.18 – Evolution de la hauteur de la colonne h et de celle Δh du dôme en fonction du débit. On représente ici ces variations de hauteur pour une colonne de fluide initialement sans bulle. Au cours du premier cycle, on constate que l'évolution de la hauteur est liée à Q^* : celle-ci croît pour $Q < Q^*$ et diminue pour $Q > Q^*$. L'évolution de la hauteur du dôme est liée simultanément à la valeur de Q^* , et au sens de variation du débit : le dôme disparaît pour $Q > Q^*$, lorsque le débit augmente, mais réapparaît lorsqu'on diminue Q . Au cours du second cycle, Q^* semble encore jouer un rôle privilégié sur la valeur des hauteurs de la colonne et du dôme. Pour $Q > Q^*$, la hauteur de la colonne comme du dôme sont à peu près constant [Fraction massique d'eau ajoutée : 15 % ; $V = 530 \text{ cm}^3$, $h_0 = 70 \text{ mm}$].

▷ Le troisième résultat concerne le débit seuil Q^* défini comme le débit à partir duquel on observe un dégazage intermittent. C'est aussi le débit correspondant au seuil de stabilité marginale du canal ouvert et donc au débit le plus efficace pour remplir la colonne de fluide de bulles satellites (section 6.4.1). Nous avons vu que Q^* décroît lorsque le nombre de bulles piégées dans la colonne augmente. Ainsi, lorsqu'on impose $Q \leq Q^*$ à une colonne contenant peu de bulles, le système se remplit progressivement de bulles, et ce d'autant plus vite que Q est proche de Q^* . Q^* décroît d'abord lentement dans le régime bulle (on ne voit rien se passer dans ce régime). Lorsque, Q^* atteint le débit imposé, on voit alors des jets qui durent peu (le système doit être poussif) ce qui charge rapidement le système en bulles. Le système se retrouve ensuite alimenté à $Q > Q^*$ et présente donc une activité intermittente (régime canal ouvert qui se pince de temps à autre). Encore une fois, une telle dynamique peut être observée à débit constant. En considérant que le régime bulle s'identifie à l'explosion de bulles en surface du magma et le régime canal ouvert au dégazage sous forme de fontaine de lave²⁸ alors ce que nous venons de décrire pourrait correspondre à ce qui a déjà été observé en surface de l'Etna : une série d'explosions (strombolienne) suivies de la formation de fontaines de lave (Vergnolle, 2007).

²⁸Cette dernière analogie n'est pas dénuée de sens puisqu'une fontaine de lave correspond à la vidange d'une poche de gaz en profondeur à travers un canal reliant la poche à la surface (Allard et al., 2005).

▷ Le dernier résultat concerne les variations de hauteur de la colonne que nous n'avions pas abordées. Décrivons le comportement d'une colonne de gel dilué (15 % d'eau en masse) ne contenant aucune bulle au départ, lors des deux premiers cycles de débit (Fig. 6.18). Lors du premier cycle, pour des valeurs croissantes du débit, la hauteur de la colonne augmente jusqu'à Q^* ($h = 1.7 h_0$). Au-delà de Q^* la hauteur diminue pour atteindre une valeur ($h \simeq 1.4 h_0$) qu'elle gardera lors de la phase décroissante de Q , ainsi que lors du deuxième cycle [Fig. 6.18 (cycle 2)]. L'augmentation de la hauteur de la colonne pour $Q < Q^*$ est associée au remplissage progressif de la colonne par des bulles piégées. Pour $Q > Q^*$, on constate que le niveau de la colonne diminue²⁹. Notons qu'il se forme aussi un dôme en surface, petit monticule de fluide au sein duquel la densité de bulles est importante et dont l'origine n'est pas claire. Ce dernier est sensible à la valeur de Q^* ainsi qu'au sens de variation du débit. Par exemple, au cours du premier cycle de débit, au-dessus de Q^* , le dôme est absent pour les valeurs croissantes du débit ; il réapparaît lorsqu'on diminue Q . Très qualitativement, la sensibilité de la hauteur du dôme aux variations de débit rappelle des séries d'observations faites à Montserrat sur le volcan de la Soufriere. Ce volcan présente des laves extrêmement visqueuses dont l'accumulation au sommet du cratère a donné lieu à la naissance d'un dôme. Ce dernier a fait l'objet d'une attention soutenue, et notamment la dynamique de sa déformation (Voight et al., 1998) ainsi que son effondrement en juillet 2003. Ce dernier s'est déroulé sur quelques heures et l'origine de cet effondrement ne semble pas complètement clair (Voight et al., 2006). Cet épisode ressemble à la disparition du dôme que nous observons au cycle 1 lorsque Q approche Q^* par valeurs inférieures [Fig. 6.18 (cycle 1)]. Dans ce dernier cas l'effondrement du dôme est directement relié à un débit d'apport en gaz supérieur à Q^* .

6.6 Conclusions.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'échappement d'air à travers une colonne d'un fluide à seuil, thixotrope et rhéofluidifiant. Nous avons montré que ce processus peut prendre deux formes distinctes : soit l'air injecté à la base de la colonne de fluide s'échappe sous forme de bulles indépendantes, soit, si le débit est suffisamment important, un canal formé d'air relie la buse émettrice de gaz à la surface libre du fluide. Une telle structure n'est pas éternellement stable et le système peut présenter, à débit imposé, de l'intermittence entre ces deux modes de dégazage. Nous avons établi le diagramme d'état du système, i.e. les limites en débit des différents régimes. Par ailleurs, nous avons déterminé les distributions statistiques des durées de vie du régime bulle et du régime canal ouvert lorsque le système alterne spontanément entre ces deux régimes. Les résultats indiquent que la durée de vie du régime bulle, avant formation d'un canal, présente un temps caractéristique d'autant plus faible que le débit est élevé. Au contraire, la durée de vie du canal ne présente pas de temps caractéristique. L'interprétation de ces résultats à partir de deux descriptions simples nous a permis de relier ce comportement à la rhéologie non-linéaire du fluide et de confirmer le mécanisme de formation du canal. La relecture de ces résultats dans un cadre géophysique nous a permis de souligner un certain nombre de points communs entre cette expérience de coin de table et les différents modes éruptifs des volcans basaltiques.

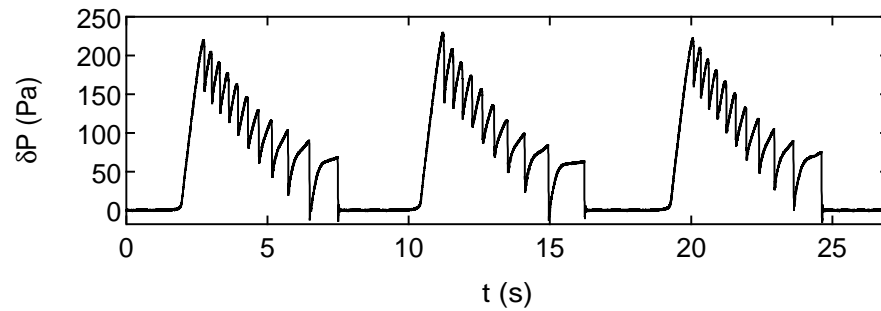


FIG. 6.19 – **Evolution de la surpression $\delta P(t)$ dans la chambre en fonction du temps t .** Ce type de signal est obtenu lorsque la hauteur du fluide dans la colonne est de l'ordre de la taille d'une bulle. Des séries de bulles successives sont alors émises périodiquement. L'étude de telles *cascades de bulles* permet de remonter aux propriétés du fluide de façon non intrusive. Ces travaux feront l'objet d'une communication prochaine [Solution équimolaire de CTAB/NaSal [$c = 0.1 \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$, $V = 105 \text{ cm}^3$, $Q = 0.26 \text{ cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$, $h = 5 \text{ mm}$].

6.7 Questions ouvertes et perspectives.

Evidemment il y a encore de nombreuses questions auxquelles nous souhaiterions répondre. Voici celles qui semblent être les plus pertinentes.

Choix du fluide complexe.

▷ Nos résultats présentent de fortes similitudes avec ceux obtenus au laboratoire par Gostiaux et al. (2002) et Varas et al. (2009) sur une couche de grains immergée. Ceci pose la question de savoir quels sont les ingrédients minimaux pour observer un dégazage intermittent à travers un fluide complexe, à débit imposé constant. C'est d'ailleurs une critique que nous pouvons faire de notre choix d'utiliser un fluide présentant simultanément plusieurs propriétés complexes. Une étude systématique et indépendante du rôle de chacun des paramètres non-linéaires du fluide (existence d'un seuil, effet rhéofluidifiant et thixotropie) dans l'esprit de ce qui a déjà été fait lors de l'étude des doigts de Saffman-Taylor (Lindner, 2000) pourrait être instructive. Notre sentiment est que l'existence d'un seuil et l'effet rhéofluidifiant sont suffisants à l'observation d'un tel phénomène³⁰. En effet, comme nous avons pu le montrer, la thixotropie semble pouvoir être induite par la seule présence de bulles piégées dans le matériau (section 6.2.4).

Paramètres pertinents à faire varier.

▷ Dans l'expérience que nous avons décrite, l'influence d'un certain nombre de paramètres reste à être étudié. Un premier paramètre est la hauteur de la colonne de fluide. Notamment lorsque celle-ci devient comparable à la taille d'une bulle, nous avons pu observer un phénomène original : la surpression dans la chambre est relâchée sous forme de trains de bulles³¹ (Fig. 6.19). Un second paramètre est la tension de surface. Difficilement contrôlable avec le fluide que nous avons choisi d'utiliser, elle intervient sur le temps de relaxation des

²⁹La raison pour laquelle le niveau de la colonne chute n'est pas clair. Evolution de la densité de bulle, mûrissement... ?

³⁰À condition de pouvoir trouver des fluides à seuil qui ne soient pas thixotropes (Møller et al., 2006).

³¹Ce travail a fait l'objet du stage Licence de François Soubiran dont un compte-rendu est disponible à l'adresse suivante : <http://perso.ens-lyon.fr/jean-christophe.geminard/stages/fsoubiran.pdf>.

bulles et très probablement sur la longueur d'onde qui se développe sur les parois du canal ouvert [Fig. 6.10 (b)]. C'est aussi le cas de l'élasticité du fluide qui pourrait constituer un troisième paramètre à faire varier.

Étude du régime bulle.

▷ Nous avons noté qu'en régime bulle, le signal de pression composé uniquement de dents de scie présente à lui seul une statistique non triviale (Fig. 6.7). On remarque notamment l'existence de trois types de surpression ΔP précédant l'émission d'une bulle. Quelles sont les distributions des temps d'attente entre deux ΔP du même ordre de grandeur ? Comment évoluent-elles avec le débit ? etc. Ce sont des questions que nous sommes en train d'examiner.

Étude du canal ouvert.

▷ Le canal ouvert constitue un objet d'étude particulièrement intéressant. L'étude de sa création et notamment l'étape de déstabilisation des murs lisses, l'étude de sa forme (longueur d'onde) et de sa dynamique (vitesse d'advection du motif) sont à mener en détail. On peut souligner aussi que l'étude des fluctuations d'amplitude de la surpression dans la chambre semble contenir des informations sur la dynamique de dégazage [comparer par exemple T_0 sur les deux graphes de la figure 6.11] .

Une cellule 2D.

▷ Une cellule 2D sur le principe de celle déjà utilisée dans (Gostiaux et al., 2002) est opérationnelle. Elle permettra une observation directe du canal ouvert et ainsi de corrélérer la dynamique de pincement du canal avec les variations de pression enregistrées simultanément.

Géophysique.

▷ Enfin, en ce qui concerne les perspectives de nos travaux en géophysique, plusieurs pistes seront poursuivies. La première consiste à réaliser une étude statistique similaire à celle produite dans ce manuscrit sur les données de terrain. L'Etna et le Stromboli semble être deux bons candidats. La seconde consiste à tester dans une expérience de laboratoire similaire à celle mise au point par S. Vergnolle et C. Jaupart et que nous détaillons au chapitre précédent (Jaupart & Vergnolle, 1988, 1989), l'effet simultané de la rhéologie non-newtonienne du fluide et de la présence d'une constriction mimant l'existence de la chambre magmatique.

Conclusion générale.

Chapitre 7

Quelques mots pour conclure.

Ce manuscrit de thèse nous a permis d'aborder expérimentalement le rôle du bruit et des fluctuations dans les écoulements de fluides complexes. Dans une première partie portant sur l'étude d'un milieu granulaire modèle, nous avons pu souligner deux concepts ayant trait aux écoulements quasi-statiques.

Le premier est la possibilité d'induire l'écoulement gravitaire d'une assemblée de grains sous l'effet de variations de température. Tout en soulignant la fragilité des empilements granulaires et notamment leur grande sensibilité aux variations de température, nous avons montré que l'utilisation de cycles de température est un moyen extrêmement commode pour solliciter des empilements de façon douce et contrôlée, sur des échelles de taille inférieures au diamètre des grains. Cette méthode permet notamment de générer une zoologie d'écoulements non-triviaux (écoulements continus, par sauts, etc.) suivant l'amplitude et la fréquence des cycles de température. Leur caractérisation nous a permis de mettre en avant des propriétés communes aux fluides complexes au voisinage de leur seuil d'écoulement, comme par exemple du vieillissement. Cette étude mérite d'être poursuivie pour remonter au(x) mécanisme(s) de l'écoulement à l'échelle du grain, aux champs de déformation à faible amplitude de température ainsi qu'aux champs de déplacement à plus grande amplitude. Ces expériences apporteront des informations cruciales sur le comportement des systèmes athermiques au voisinage de la transition de blocage.

Le second concerne la description des écoulements de granulaires immergés, dans la limite des faibles nombres inertiels. Nous avons montré que dans cette limite d'écoulement quasi-statique ce nombre, conçu comme le rapport de deux temps, n'est plus tout à fait pertinent pour décrire l'écoulement. En particulier, le coefficient de friction effectif de la couche immergée est indépendant de la taille des grains, de la viscosité du fluide interstitiel et de la vitesse de cisaillement. Le nombre de paramètres dont dépend le coefficient de friction se réduit donc aux propriétés de surface des grains, à la polydispersité des échantillons et à la géométrie de l'écoulement. Ceci nous a conduit de façon naturelle à étudier la dilatance de l'empilement immergé en fonction des différents paramètres de l'expérience (taille des grains, viscosité du fluide et vitesse du patin), et à proposer une description simple permettant de rendre compte des dépendances rencontrées. Enfin, les fluctuations d'observables simples - force de friction patin/couche et altitude du patin - présentent, contrairement aux valeurs moyennes des mêmes observables, une sensibilité aux caractéristiques du milieu (taille des grains, viscosité du fluide interstitiel) ainsi qu'aux propriétés de l'écoulement (vitesse et masse du patin cisailant). L'étude exhaustive de ces fluctuations est l'une des pistes qui pourrait permettre de construire une description alternative des écoulements granulaires dans limite des faibles nombres inertiels ($I \rightarrow 0$).

Ce manuscrit nous a également permis de faire le lien entre fluctuations et rhéologie non-linéaire du milieu sollicité. L'étude du dégazage au travers d'un fluide à seuil, thixotrope et rhéofluidifiant nous a permis de mettre en avant une idée importante : le passage de bulles d'air au travers d'une colonne d'un tel fluide peut présenter de l'intermittence du fait de la rhéologie non-linéaire. La façon dont l'air injecté à la base de la colonne s'échappe de la solution oscille en effet spontanément entre deux régimes : un régime bulle et un régime canal ouvert, alors que les paramètres extérieurs et notamment le débit d'injection d'air, sont maintenus constants. On retiendra notamment que la durée de vie du canal qui peut traverser le système est distribuée suivant une loi de puissance dont l'exposant peut être interprété comme le rapport de deux temps caractéristiques du système : le temps de déstabilisation du canal et le temps de mémoire du fluide (thixotropie). Ces résultats pourraient se révéler pertinents dans un contexte géophysique, et notamment pour expliquer en partie l'intermittence observée en surface des volcans basaltiques sans avoir à invoquer une variation du taux de nucléation des bulles et/ou du débit d'apport de matière en profondeur.

Bibliographie

- Aharonov, E., & Sparks, D. (1999). Rigidity phase transition in granular packings. *Phys. Rev. E*, *60*, 6890–6896.
- Aharonov, E., & Sparks, D. (2002). Shear profiles and localization in simulations of granular materials. *Phys. Rev. E*, *65*, 051302.
- Albert, I., Tegzes, P., Albert, R., Sample, J., Barabasi, A.-L., Vicsek, T., Kahng, B., & Schiffer, P. (2001). Stick-slip fluctuations in granular drag. *Phys. Rev. E*, *64*, 031307.
- Albert, R., Pfeifer, M., Barabasi, A.-L., & Schiffer, P. (1999). Slow drag in a granular medium. *Phys. Rev. Lett.*, *82*, 205–208.
- Albert, R., Tegzes, P., Kahng, B., Sample, J., Pfeifer, M., Barabasi, A.-L., Vicsek, T., & Schiffer, P. (2000). Jamming and fluctuations in granular drag. *Phys. Rev. Lett.*, *84*, 5122–5125.
- Allard, P., Burton, M., & Muré, F. (2005). Spectroscopic evidence for lava fountain driven by previously accumulated magmatic gas. *Nature*, *433*, 407–410.
- Amarouchène, Y., Boudet, J., & Kellay, H. (2001). Dynamic sand dunes. *Phys. Rev. Lett.*, *86*, 4286–4289.
- Amarouchène, Y., Boudet, J., & Kellay, H. (2008). Capillarylike fluctuations at the interface of falling granular jets. *Phys. Rev. Lett.*, *100*, 218001.
- Aranson, I., Tsimring, L., Mallogi, F., & Clément, E. (2008). Nonlocal rheological properties of granular flows near a jamming limit. *Phys. Rev. E*, *78*, 031303.
- Barker, G., & Mehta, A. (1993). Transient phenomena, self diffusion, and orientational effects in vibrated powders. *Phys. Rev. E*, *47*, 184–188.
- Barnes, H. (1997). Thixotropy - A review. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, *70*, 1–33.
- Batchelor, G., & Townsend, A. (1949). The nature of turbulent motion at large wave-numbers. *Proc. R. Soc. Lond. A*, *199*, 238–255.
- Baumberger, T., Heslot, F., & Perrin, B. (1994). Crossover from creep to inertial motion in friction dynamics. *Nature*, *367*, 544–546.
- Baxter, G., Leone, R., & Behringer, R. (1993). Experimental test of time scales in flowing sand. *Europhys. Lett.*, *21*, 569–574.
- Behringer, R., Bi, D., Chakraborty, B., Henkes, S., & Hartley, R. (2008). Why do granular materials stiffen with shear rate? Test of novel stress-based statistics. *Phys. Rev. Lett.*, *101*, 268301.
- Belmonte, A. (2000). Self-oscillations of a cusped bubble rising through a micellar solution. *Rheol. Acta*, *39*, 554–559.
- Ben-Naim, E., Knight, J., Nowak, E., Jaeger, H., & Nagel, S. (1998). Slow relaxation in granular compaction. *Physica D*, *123*, 380–385.

- Bensimon, D., Kadanoff, L., Liang, S., Shraiman, B., & Tang, C. (1986). Viscous flows in two dimensions. *Rev. Mod. Phys.*, 58, 977–999.
- Berg, B., & Harris, R. (2008). From data to probability densities without histograms. *Comput. Phys. Commun.*, 179, 443–448.
- Bertin, E., & Bardou, F. (2008). From laser cooling to aging : a unified Lévy flight description. *Am. J. Phys.*, 76, 630–636.
- Blower, J., Keating, J., Mader, H., & Phillips, J. (2001). Inferring volcanic degassing process from vesicle size distributions. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 347–350.
- Blower, J., Keating, J., Mader, H., & Phillips, J. (2002). The evolution of bubble size distributions in volcanic eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 120, 1–23.
- Bocquet, L., Charlaix, E., Ciliberto, S., & Crassous, J. (1998). Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation. *Nature*, 396, 24–31.
- Bocquet, L., Charlaix, E., & Restagno, F. (2002). Physics of humid granular media. *C. R. Physique* 3, 207–215.
- Bocquet, L., Losert, W., Shalk, D., Lubensky, T., & Gollub, J. (2001). Granular shear flow dynamics and forces : Experiment and continuum theory. *Phys. Rev. E*, 65, 011307.
- Bonamy, D., Laurent, L., Claudin, P., Bouchaud, J.-P., & Daviaud, F. (2000). Electrical conductance of a 2D packing of metallic beads under thermal perturbation. *Europhys. Lett.*, 51, 614–620.
- Bonamy, D., Laurent, L., & Daviaud, F. (2001). Electrical conductance of a thermally perturbed packing : on the origin of granular fragility. *Powders & Grains 2001, Kishino (ed.)*, ©Swets & Zeitlinger, Lisse, ISBN 90 2651 826 9, 77–80.
- Bonn, D., Kellay, H., Ben Amar, M., & Meunier, J. (1995). Viscous finger windening with surfactants and polymers. *Phys. Rev. Lett.*, 75, 2132–2135.
- Bonn, D., & Meunier, J. (1997). Viscoelastic free-boundary problems : non-Newtonian viscosity vs normal stress effects. *Phys. Rev. Lett.*, 79, 2662–2665.
- Bottiglieri, M., De Martino, S., Falanga, M., & Godano, C. (2008). Strombolian volcanic activity as an intermittent phenomenon. *Europhys. Lett.*, 81, 49001.
- Bottiglieri, M., De Martino, S., Falanga, M., Godano, C., & Palo, M. (2005). Statistics of inter-time of Strombolian explosion-quakes. *Europhys. Lett.*, 72, 493–498.
- Boutreux, T., & de Gennes, P. (1997). Compaction of granular mixtures : a free volume model. *Physica A*, 244, 59–67.
- Brujić, J., Wang, P., Song, C., Johnson, D., Sindt, O., & Makse, H. (2005). Granular dynamics in compaction and stress relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 128001.
- Cabane, B., & Hénon, S. (2003). *Liquides. Solution, dispersions, émulsions, gels*. Édition Belin, Collection Échelles.
- Caglioti, E., Loreto, V., Herrmann, H., & Nicodemi, M. (1997). A "Tetris-Like" model for the compaction of dry Granular Media. *Phys. Rev. Lett.*, 79, 1575–1578.
- Caricchi, L., Burlini, L., Ulmer, P., Gerya, T., Vassalli, M., & Papale, P. (2007). Non-Newtonian rheology of crystal-bearing magmas and implications for magma ascent dynamics. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 264, 402–419.
- Caricchi, L., Giordano, D., Burlini, L., Ulmer, P., & Romano, C. (2008). Rheological properties of magma from 1538 eruption of Monte Nuovo (Phlegrean Fields, Italy) : An experimental study. *Chem. Geol.*, 256, 158–171.

- Cassar, C., Nicolas, M., & Pouliquen, O. (2005). Submarine granular flows down inclined planes. *Phys. Fluids*, 17, 103301.
- Cates, M., Wittmer, J., Bouchaud, J.-P., & Claudin, P. (1998). Jamming force chains, and fragile matter. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1841–1844.
- Chen, K., Cole, J., Conger, C., Draskovic, J., Lohr, M., Klein, K., Scedemantel, T., & Schiffer, P. (2006). Packing grains by thermal cycling. *Nature*, 442, 257.
- Chevalier, C. (2007). *Dynamique et instabilité des interfaces grains/fluide dans les suspensions*. Unpublished doctoral dissertation, Université Paris VI. (Sous la direction de A. Lindner)
- Chevalier, C., Lindner, A., & Clément, E. (2007). Destabilization of a Saffman-Taylor fingerlike pattern in a granular suspension. *Phys. Rev. Lett.*, 99, 174501.
- Chhabra, R. (2006). *Bubbles, Drops And Particles in Non-Newtonian Fluids*, 2nd Revised edition. Marcel Dekker Ltd.
- Claudin, P., & Bouchaud, J.-P. (1997). Static avalanches and giant stress fluctuations in silos. *Phys. Rev. Lett.*, 78, 231–234.
- Clément, E., Duran, J., & Rajchenbach, J. (1992). Experimental study of heaping in a two-dimensional "sandpile". *Phys. Rev. Lett.*, 69, 1189–1192.
- Clément, E., Serero, Y., Lanuza, J., Rajchenbach, J., & Duran, J. (1997). Fluctuating aspects of the pressure in a granular column. *Powders & Grains 1997, Behringer & Jenkins (eds) ©Balkema, Rotterdam, ISBN 90 5410 884 3*, 349–351.
- Coppersmith, S., Liu, C., Majumdar, S., Narayan, O., & Witten, T. (1996). Model for force fluctuations in bead packs. *Phys. Rev. E*, 53, 4673–4685.
- Corvera Poiré, E., & Ben Amar, M. (1998). Finger behavior of a shear thinning fluid in a Hele-Shaw Cell. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 2048–2051.
- Corwin, E., Hoke, E., Jaeger, H., & Nagel, S. (2008). Temporal force fluctuations measured by tracking individual particles in granular materials under shear. *Phys. Rev. E*, 77, 061308.
- Corwin, E., Jaeger, H., & Nagel, S. (2005). Structural signature of jamming in granular media. *Nature*, 435, 1075–1078.
- Coste, C. (2004). Shearing of a confined granular layer : Tangential stress and dilatancy. *Phys. Rev. E*, 70, 051302.
- Couder, Y., Gérard, N., & Rabaud, M. (1986). Narrow fingers in the Saffman-Taylor instability. *Phys. Rev. A*, 34, 5175–5178.
- Courrech du Pont, S., Gondret, P., Perrin, B., & Rabaud, M. (2003). Granular avalanches in fluids. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 044301.
- Coussot, P. (1999). The Saffman-Taylor instability in yield stress fluids. *J. Fluid Mech.*, 380, 63.
- Coussot, P., & Ancey, C. (1999). Rheophysical classification of concentrated suspensions and granular pastes. *Phys. Rev. E*, 58, 4445–4457.
- Coussot, P., & Ancey, C. (2000). *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP Science.
- Coussot, P., Nguyen, Q., Huynh, H., & Bonn, D. (2002). Avalanche behavior in yield stress fluids. *Phys. Rev. Lett.*, 88, 175501.
- Crassous, J., Bocquet, L., Ciliberto, S., & Laroche, C. (1999). Humidity effect on static aging of dry friction. *Europhys. Lett.*, 47, 562–567.

- Crassous, J., Erpelding, M., & Amon, A. (2009). Diffusive waves in a dilating scattering medium. *Phys. Rev. Lett.*, Soumis.
- da Cruz, F., Emam, S., Prochnow, M., Roux, J.-N., & Chevoir, F. (2005). Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, *72*, 021309.
- Daniels, K., & Behringer, R. (2005). Hysteresis and competition between disorder and crystallization in sheared and vibrated granular flow. *Phys. Rev. Lett.*, *94*, 168001.
- Daniels, K., & Behringer, R. (2006). Characterization of a freezing/melting transition in a vibrated and sheared granular medium. *J. Stat. Mech.*, P07018.
- Dauchot, O., Marty, G., & Biroli, G. (2005). Dynamical heterogeneity close to the jamming transition in a sheared granular material. *Phys. Rev. Lett.*, *95*, 265701.
- de Gennes, P.-G. (1999). Thermal expansion effects in a silo. *C. R. Acad. Sci. Paris*, *327*, 267–274.
- de Gennes, P.-G. (2000). Tapping of granular packs : A model based on local two-Level systems. *J. Coll. Int. Sci.*, *226*, 1–4.
- Dhoriyani, M., Jonnalagadda, K., Kandikatla, R., & Rao, K. (2006). Silo music : Sound emission during the flow of granular materials through tubes. *Phys. Today*, *167*, 55–71.
- Dickson, R., Cubitt, A., Tsien, R., & Moerner, W. (1997). On/Off blinking and switching behaviour of single molecules of green fluorescent protein. *Nature*, *388*, 355–358.
- Dijksmann, J., & van Hecke, M. (2009). Granular compaction : the role of the tap duration. *arXiv :0903.5499v1 [cond-mat.soft]*.
- Dingwell, D. (1996). Volcanic Dilemma : Flow or Blow ? *Science*, *273*, 1054–1055.
- Divoux, T., Gayvallet, H., & Géminard, J.-C. (2008). Creep motion of a granular pile induced by thermal cycling. *Phys. Rev. Lett.*, *101*, 148303.
- Divoux, T., & Géminard, J.-C. (2007). Friction and dilatancy in immersed granular matter. *Phys. Rev. Lett.*, *99*, 258301.
- Divoux, T., Vassilief, I., Gayvallet, H., & Géminard, J.-C. (2009). Ageing of a granular pile induced by thermal cycling. *Proceedings of the 6th international conference on powders and grains- Golden (Colorado)*.
- Divoux, T., Vidal, V., Melo, F., & Géminard, J.-C. (2008). Acoustic emission associated with the bursting of gas bubble at the surface of a non-Newtonian fluid. *Phys. Rev. E*, *77*, 056310.
- Djaoui, L., & Crassous, J. (2005). Probing creep motion in granular materials with light scattering. *Granular Matter*, *7*, 185–190.
- Donati, C., Douglas, J., Kob, W., Plimpton, S., & Glotzer, P. P. S. (1998). Stringlike cooperative motion in a supercooled liquid. *Phys. Rev. Lett.*, *80*, 2338–2341.
- Duran, J. (1999). *Sables, poudres et grains. Introduction à la physique des milieux granulaires*. Eyrolles Sciences.
- Ediger, M., Angell, C., & Nagel, S. (1996). Supercooled liquid and glasses. *J. Chem. Phys.*, *100*, 13200–13212.
- Evesque, P., & Rajchenbach, J. (1989). Instability in a sand heap. *Phys. Rev. Lett.*, *62*, 44–46.
- Falk, M., & Langer, J. (1998). Dynamics of viscoplastic deformation in amorphous solids. *Phys. Rev. E*, *57*, 7192–7205.

- Fenistein, D., van de Meent, J., & van Hecke, M. (2004). Universal and wide shear zones in granular bulk flow. *Phys. Rev. Lett.*, *92*, 094301.
- Fenistein, D., & van Hecke, M. (2003). Wide shear zone in granular bulk flow. *Nature*, *425*, 256.
- Garcimartín, A., Guarino, A., Bellon, L., & Ciliberto, S. (1997). Statistical Properties of Fracture Precursors. *Phys. Rev. Lett.*, *79*, 3202–3205.
- Gavrilov, K. (1998). Cluster for compaction of vibrated granular materials. *Phys. Rev. E*, *58*, 2107–2114.
- Gayvallet, H., & Géminard, J.-C. (2002). Ageing of the avalanche angle in immersed granular matter. *Eur. Phys. J. B*, *30*, 369–375.
- GDR MiDi. (2004). On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E*, *14*, 341–365.
- Geng, J., & Behringer, R. (2005). Slow drag in two-dimensional granular media. *Phys. Rev. E*, *71*, 011302.
- Géminard, J.-C. (2003). *Habilitation à Diriger les Recherches : Quelques propriétés mécaniques des matériaux granulaires immergés*. (Université Joseph Fourier, Grenoble I)
- Géminard, J.-C., & Gayvallet, H. (2001). Thermal conductivity of a partially wet granular material. *Phys. Rev. E*, *64*, 041301.
- Géminard, J.-C., & Losert, W. (2002). Frictional properties of bidisperse granular matter : Effect of mixing ratio. *Phys. Rev. E*, *65*, 041301.
- Géminard, J.-C., Losert, W., & Gollub, J. (1999). Frictional mechanics of wet granular material. *Phys. Rev. E*, *59*, 5881–5890.
- Gonnermann, H., & Manga, M. (2003). Explosive volcanism may not be an inevitable consequence of magma fragmentation. *Nature*, *426*, 432–435.
- Gonnermann, H., & Manga, M. (2007). The fluid mechanics inside a volcano. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, *39*, 321–356.
- Gostiaux, L., Gayvallet, H., & Géminard, J.-C. (2002). Dynamics of a gas bubble rising through a thin immersed layer of granular material : an experimental study. *Granular Matter*, *4*, 39–44.
- Guido, S., & Greco, F. (2001). Drop shape under slow steady shear flow and during relaxation. Experimental results and comparison with theory. *Rheol. Acta*, *40*, 176–184.
- Guyon, E., Hulin, J.-P., & Petit, L. (2001). *Hydrodynamique Physique*. CNRS édition, collection Savoir Actuels.
- Hammer, P., Platt, N., Hammel, S., Heagy, J., & Lee, B. (1994). Experimental observation of On-Off intermittency. *Phys. Rev. Lett.*, *73*, 1095.
- Handzy, N., & Belmonte, A. (2004). Oscillatory rise of bubbles in wormlike micellar fluids with different microstructures. *Phys. Rev. Lett.*, *92*, 124501.
- Hartley, R., & Behringer, R. (2003). Logarithmic rate dependance of force networks in sheared granular materials. *Nature*, *421*, 928–931.
- Hatano, T. (2007a). Power-law friction in closely packed granular materials. *Phys. Rev. E*, *75*, 060301(R).
- Hatano, T. (2007b). Rheology of a dense granular media. *J. Physics : Conf. Series*, *89*, 012015.
- Heagy, J., Platt, N., & Hammel, S. (1994). Characterization of on-off intermittency. *Phys. Rev. E*, *49*, 1140.

- Herd, R., & Pinkerton, H. (1997). Bubble coalescence in basaltic lava : its impact on the evolution of bubble populations. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 75, 137–157.
- Hoover, S., Cashman, K., & Manga, M. (2001). The yield strength of subliquidus basalts- Experimental results. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 107, 1–18.
- Howell, D., Behringer, R., & Veje, C. (1999a). Fluctuations in granular media. *Chaos*, 9, 559–572.
- Howell, D., Behringer, R., & Veje, C. (1999b). Stress fluctuations in a 2D Granular Couette experiment : A continuous transition. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 5241–5244.
- Huang, N., Ovarlez, G., Bertrand, F., Rodts, S., Coussot, P., & Bonn, D. (2005). Flow of wet granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 028301.
- Ildefonse, B., Allain, C., & Coussot, P. (1997). *Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable ; introduction aux suspensions en géologie et en physique*. Cémagref éditions.
- Iwata, S., Yamada, Y., Takashima, T., & Mori, H. (2008). Pressure-oscillation defoaming for viscoelastic fluid. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 151, 30–37.
- Jaeger, H., Nagel, S., & Behringer, R. (1996). Granular solids, liquids and gases. *Rev. Mod. Phys.*, 68, 1259–1273.
- Jain, N., Ottino, J., & Lueptow, R. (2004). Effect of interstitial fluid on a granular layer. *J. Fluid Mech.*, 508, 23–44.
- James, M., Lane, S., Chouet, B., & Gilbert, J. (2004). Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 129, 61–82.
- Jaupart, C. (1996). Physical models of volcanic eruptions. *Chem. Geol.*, 128, 217–227.
- Jaupart, C., & Allègre, C. (1991). Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 102, 413–429.
- Jaupart, C., & Vergnolle, S. (1988). Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions. *Nature*, 331, 58–60.
- Jaupart, C., & Vergnolle, S. (1989). The generation and collapse of a foam layer at the roof of a basaltic magma chamber. *J. Fluid Mech.*, 203, 347–380.
- Jayaraman, A., & Belmonte, A. (2003). Oscillations of a solid sphere falling through a wormlike miscellar fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 065301.
- Jenkins, J., & Savage, S. (1983). A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 130, 187–202.
- Johnson, P., Savage, H., Knuth, M., Gomberg, J., & Marone, C. (2008). Effects of acoustic waves on stick-slip in granular media and implications for earthquakes. *Nature*, 451, 57–61.
- Jop, P., Forterre, Y., & Pouliquen, O. (2006). A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441, 727–730.
- Kabla, A., & Debrégeas, G. (2004). Contact dynamics in a gently Vibrated granular pile. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 035501.
- Kahng, B., Albert, I., Schiffer, P., & Barabasi, A.-L. (2001). Modeling relaxation and jamming in granular media. *Phys. Rev. E*, 64, 051303.
- Kliakhandler, I. (2002). Continuous chain of bubbles in concentrated polymeric solutions. *Phys. Fluids*, 14, 3375–3379.

- Knight, J., Ehrichs, E., Kuperman, V., Flint, J., Jaeger, H., & Nagel, S. (1996). Experimental study of granular convection. *Phys. Rev. E*, 54, 5726–5738.
- Knight, J., Fandrich, C., Lau, C., Jaeger, H., & Nagel, S. (1995). Density relaxation in a vibrated granular material. *Phys. Rev. E*, 51, 3957–3963.
- Knight, J., Jaeger, H., & Nagel, S. (1993). Vibration-induced size separation in granular media : The convection connection. *Phys. Rev. Lett.*, 70, 3728–3731.
- Kolb, E., Mazozi, T., Clément, E., & Duran, J. (1999). Force fluctuations in a vertically pushed granular column. *Eur. Phys. J. B*, 8, 483–491.
- Komatsu, T., Inagaki, S., Nakagawa, N., & Nasuno, S. (2001). Creep motion in a granular pile exhibiting steady surface flow. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 1757–1760.
- Koval, G., Roux, J.-N., Corfdir, A., & Chevoir, F. (2009). Annular shear of cohesionless granular materials : From the inertial to quasistatic regime. *Phys. Rev. E*, 79, 021306.
- Krapivsky, P., & Ben-Naim, E. (1993). Collective properties of adsorption-desorption processes. *J. Chem. Phys.*, 100, 6778–6782.
- Kudrolli, A. (2004). Size separation in vibrated granular matter. *Rep. Prog. Phys.*, 67, 209–247.
- Kurchan, J. (2008). *Séminaire donné au département de physique de l'ENS de Lyon, le 28 avril 2007.*
- Lacombe, F., Zapperi, S., & Herrmann, H. (2000). Dilatancy and friction in sheared granular media. *Eur. Phys. J. E*, 2, 181–189.
- Larsen, J., Denis, M., & Gardner, J. E. (2004). Experimental study of bubble coalescence in rhyolitic and phonolitic melts. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 68, 333–344.
- Lavallée, Y., Meredith, P., Dingwell, D., Hess, K.-U., Wassermann, J., Cordonnier, B., A.Gerik, & Krhul, J. (2008). Seismogenic lavas and explosive eruption forecasting. *Nature*, 453, 507–510.
- Lechenault, F., Dauchot, O., Biroli, G., & J.-P.Bouchaud. (2008). Critical scaling and heterogeneous superdiffusion across the jamming/rigidity transition of a granular glass. *Europhys. Lett.*, 83, 46003.
- Lindner, A. (2000). *L'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes : relation entre propriétés rhéologiques et la formation de motifs.* Unpublished doctoral dissertation, Université Paris VI. (Sous la direction de D. Bonn)
- Lindner, A., Bonn, D., Poiré, E. C., Ben Amar, M., & Meunier, J. (2002). Viscous fingering in non-Newtonian fluids. *J. Fluid Mech.*, 469, 237–256.
- Lindner, A., Coussot, P., & Bonn, D. (2000). Viscous fingering in a yield stress fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 314–317.
- Linz, S. (1996). Phenomenological modeling of the compaction dynamics of shaken granular systems. *Phys. Rev. E*, 54, 2925–2930.
- Linz, S., & Döhle, A. (1999). Minimal relaxation law for compaction of tapped granular matter. *Phys. Rev. E*, 60, 5737–5741.
- Liu, A., & Nagel, S. (1998). Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396, 21–22.
- Liu, C. (1994). Spatial patterns of sound propagation in sand. *Phys. Rev. B*, 50, 782–794.
- Liu, C., & Nagel, S. (1992). Sound in Sand. *Phys. Rev. Lett.*, 68, 2301–2304.
- Liu, C., & Nagel, S. (1993). Sound in granular material : disorder and nonlinearity. *Phys. Rev. B*, 48, 15646–15650.

- Melnik, O., & Sparks, R. (1999). Non linear dynamics of lava dome extrusion. *Nature*, 402, 37–41.
- Miller, B., O'Hern, C., & Behringer, R. (1996). Stress fluctuations for continuously sheared granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3110–3113.
- Møller, P., Mewis, J., & Bonn, D. (2006). Yield stress and thixotropy : on the difficulty of measuring yield stresses in practice. *Soft Matter*, 2, 274–283.
- Møller, P., Rodts, S., Michels, M., & Bonn, D. (2008). Shear banding and yield stress in soft glassy materials. *Phys. Rev. E*, 77, 041507.
- Moukarzel, C. (1998a). *Granular matter instability : a structural rigidity point of view*. Proceedings of Rigidity Theory and Applications, Fundamental Material Science Series, Plenum.
- Moukarzel, C. (1998b). Isostatic phase transition and instability in stiff granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1634–1637.
- Mueth, D., Jaeger, H., & Nagel, S. (1998). Force distribution in a granular medium. *Phys. Rev. E*, 57, 3164–3169.
- Nasuno, S., Kudrolli, A., Bak, A., & Gollub, J. (1998). Time resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers. *Phys. Rev. E*, 58, 2161–2171.
- Nasuno, S., Kudrolli, A., & Gollub, J. (1997). Friction in granular layers : Hysteresis and precursors. *Phys. Rev. Lett.*, 79, 949–952.
- Ngadi, A., & Rajchenbach, J. (1998). Intermittencies in the compression process of a model granular medium. *Phys. Rev. Lett.*, 80, 273–276.
- Nicodemi, M., Coniglio, A., & Herrmann, H. (1997). Frustration and slow dynamics of granular packings. *Phys. Rev. E*, 55, 3962–3969.
- Nicolas, M., Duru, P., & Pouliquen, O. (2000). Compaction of a granular material under cyclic shear. *Eur. Phys. J. E*, 3, 309–314.
- Nowak, E., Knight, J., Ben-Naim, E., Jaeger, H., & Nagel, S. (1998). Density fluctuations in vibrated granular materials. *Phys. Rev. E*, 57, 1971–1982.
- O'Hern, C., Silbert, L., Liu, A., & Nagel, S. (2003). Jamming at zero temperature and zero applied stress : The epitome of disorder. *Phys. Rev. E*, 68, 011306.
- Okumura, S., Nakamura, M., & Tsuchiyama, A. (2006). Shear-induced bubble coalescence in rhyolitic melts with low vesicularity. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L20316.
- Okumura, S., Nakamura, M., Tsuchiyama, A., Nakano, T., & Uesugi, K. (2008). Evolution of bubble microstructure in sheared rhyolite : Formation of a channel-like bubble network. *J. Geophys. Res.*, 113, B07208.
- Oswald, P. (2005). *Rhéophysique ou comment coule la matière*. Editions Belin, collection Échelles.
- Ouagenouni, S., & Roux, J.-N. (1995). Compaction of well-coordinated lubricated granular pillings. *Europhys. Lett.*, 32, 449–453.
- Ouagenouni, S., & Roux, J.-N. (1997). Force distribution in frictionless granular packings at rigidity threshold. *Europhys. Lett.*, 39, 117–122.
- Parfitt, E. (2004). A discussion of the mechanisms of explosive basaltic eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 134, 77–107.
- Parfitt, E., & Wilson, L. (2008). *Fundamentals of physical volcanology*. Blackwell publishing.

- Philippe, P. (2002). *Etude théorique et expérimentale de la densification des milieux granulaires*. Unpublished doctoral dissertation, Université de Rennes I. (Sous la direction de D. Bideau)
- Philippe, P., & Bideau, D. (2001). Numerical model for granular compaction under vertical tapping. *Phys. Rev. E*, *63*, 051304.
- Philippe, P., & Bideau, D. (2002). Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping. *Europhys. Lett.*, *60*, 677–683.
- Philippe, P., & Bideau, D. (2003). Granular Medium under Vertical Tapping : Change of Compaction and Convection Dynamics around the Liftoff Threshold. *Phys. Rev. Lett.*, *91*, 104302.
- Pinkerton, H., & Norton, G. (1995). Rheological properties of basaltic lavas at sub-liquidus temperatures : laboratory and field measurements on lavas from Mount Etna. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *68*, 307–323.
- Pomeau, Y., & Manneville, P. (1980). Intermittent transition to turbulence in dissipative dynamical systems. *Commun. Math. Phys.*, *74*, 189–197.
- Pouliquen, O., Belzons, M., & Nicolas, M. (2003). Fluctuating particle motion during shear induced granular compaction. *Phys. Rev. Lett.*, *91*, 014301.
- Pouliquen, O., Cassar, C., Jop, P., Forterre, Y., & Nicolas, M. (2006). Particle stress and viscous compaction during shear of dense suspensions. *J. Stat. Mech.*, P07020.
- Rabaud, M., Couder, Y., & Gerard, N. (1988). Dynamics and stability of anomalous Saffman-Taylor fingers. *Phys. Rev. A*, *37*, 935–947.
- Radjai, F., Wolf, D., Jean, M., & Moreau, J. (1998). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Phys. Rev. Lett.*, *80*, 60–64.
- Rajchenbach, J. (2004). Some remarks on the rheology of dense granular flows : A commentary on "On dense granular flows" by GDR MiDi. *Eur. Phys. J. E*, *14*, 367–371.
- Rödelisperger, F., Cenys, A., & Benner, H. (1995). On-Off intermittency in spin-wave instabilities. *Phys. Rev. Lett.*, *75*, 2594.
- Ribière, P., Philippe, P., Richard, P., Delannay, R., & Bideau, D. (2005). Slow compaction of granular systems. *J. Phys. : Condens. Matter*, *17*, 2743–2754.
- Ribière, P., Richard, P., Bideau, D., & Delannay, R. (2005). Experimental compaction of anisotropic granular media. *Eur. Phys. J. E*, *16*, 415–420.
- Ribière, P., Richard, P., Delannay, R., & Bideau, D. (2005). Importance of convection in the compaction mechanisms of anisotropic granular media. *Phys. Rev. E*, *71*, 011304.
- Ribière, P., Richard, P., Delannay, R., Bideau, D., Toiya, M., & Losert, W. (2005). Effect of rare events on out-of-equilibrium relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, *95*, 268001.
- Ribière, P., Richard, P., Philippe, P., Bideau, D., & Delannay, R. (2007). On the existence of stationary states during granular compaction. *Eur. Phys. J. E*, *22*, 249–253.
- Richard, P., Nicodemi, M., Delannay, R., Ribière, P., & Bideau, D. (2005). Slow relaxation and compaction of granular systems. *Nature Mat.*, *4*, 121–128.
- Richard, P., Philippe, P., Barbe, F., Bourlès, S., Thibault, X., & Bideau, D. (2003). Analysis by X-ray microtomography of a granular packing undergoing compaction. *Phys. Rev. E*, *68*, 020301.
- Ripepe, M. (1996). Evidence for gas influence on volcanic seismic signals recorded at Stromboli. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *70*, 221–233.

- Ripepe, M., Ciliberto, S., & Della Schiava, M. (2001). Time constraints for modelling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli. *J. Geophys. Res.*, *106*, 8713–8727.
- Ripepe, M., & Gordeev, E. (1999). Gas bubble dynamics model for shallow volcanic tremor at Stromboli. *J. Geophys. Res.*, *104*, 10,639–10,654.
- Ripepe, M., Harris, A. J., & Carniel, R. (2002). Thermal, seismic and infrasonic evidences of variable degassing rates at Stromboli volcano. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *118*, 285–297.
- Ripepe, M., Poggi, P., Braun, T., & Gordeev, E. (1996). Infrasonic waves and volcanic tremor at Stromboli. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 181–184.
- Rognon, P., & Gay, C. (2009a). Dense granular flows : two-particle argument accounts for friction-like constitutive law with threshold. *arXiv :0809.2649v1 [cond-mat.soft]*.
- Rognon, P., & Gay, C. (2009b). Soft dynamics simulation : normal approach of deformable particles in a viscous fluid. *arXiv :0803.1573v1 [physics.flu-dyn]*.
- Rust, A., & Manga, M. (2002a). Bubble shapes and orientations in low Re simple shear flow. *J. Coll. Int. Sci.*, *249*, 476–480.
- Rust, A., & Manga, M. (2002b). Effect of bubble deformation on the viscosity of dilute suspensions. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, *104*, 53–63.
- Saffman, P., & Taylor, G. (1958). The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proc. R. Soc. Lond. A*, *245*, 312–329.
- Scheller, T., Huss, C., Lumay, G., Vandewalle, N., & Dorbolo, S. (2006). Precursors to avalanches in a granular monolayer. *Phys. Rev. E*, *74*, 031311.
- Schröter, M., Goldman, D., & Swinney, H. (2005). Stationary state volume fluctuations in a granular medium. *Phys. Rev. E*, *71*, 030301(R).
- Schuster, H. (2008). *Deterministic Chaos*. 2nd Edition, VCH, New York.
- Shundyak, K., van Hecke, M., & van Saarloos, W. (2007). Force mobilization and generalized isostaticity in jammed packings of frictional grains. *Phys. Rev. E*, *75*, 010301(R).
- Siavoshi, S., Orpe, A., & Kudrolli, A. (2006). Friction of a slider on a granular layer : Nonmonotonic thickness dependence and effect of boundary conditions. *Phys. Rev. E*, *73*, 010301(R).
- Slotterback, S., Toiya, M., Goff, L., Douglas, J., & Losert, W. (2008). Particle motion during the compaction of granular matter. *Phys. Rev. Lett.*, *101*, 258001.
- Sostarecz, M., & Belmonte, A. (2003a). Dynamics inside polymer drops : from dimple to rayleigh instability to torus. *J. Fluid Mech.*, *15*, S5.
- Sostarecz, M., & Belmonte, A. (2003b). Motion and shape of a viscoelastic drop falling through a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, *497*, 235–252.
- Stefani, F., Hoogenboom, J., & Barkai, E. (2009). Beyond quantum jumps : Blinking nanoscale light emitters. *Phys. Today, February*, 34–39.
- Thompson, P., & Grest, G. (1991). Granular flow : Friction and the dilatancy transition. *Phys. Rev. Lett.*, *67*, 1751–1754.
- Toiya, M., Stambaugh, J., & Losert, W. (2004). Transient and oscillatory granular shear flow. *Phys. Rev. Lett.*, *93*, 088001.
- Tsai, J.-C., Voth, G., & Gollub, J. (2003). Internal granular dynamics, shear-induced crystallization, and compaction steps. *Phys. Rev. Lett.*, *91*, 064301.
- Tufaile, A., & Sartorelli, J. (2002). Bubble and spherical air shell formation dynamics. *Phys. Rev. E*, *66*, 056204.

- Ulrich, S., Scröter, M., & Swinney, H. (2007). Influence of friction on granular segregation. *Phys. Rev. E*, *76*, 042301.
- Umbanhowar, P., & van Hecke, M. (2005). Force dynamics in weakly vibrated granular packings. *Phys. Rev. E*, *72*, 030301(R).
- Utter, B., & Behringer, R. (2008). Experimental measures of affine and nonaffine deformation in granular shear. *Phys. Rev. Lett.*, *100*, 208302.
- Vandewalle, N., Lumay, G., Gerasimov, O., & Ludewig, F. (2007). The influence of grain shape, friction and cohesion on granular compaction dynamics. *Eur. Phys. J. E*, *22*, 241–248.
- Vanel, L., & Clément, E. (1999). Pressure screening and fluctuations at the bottom of a granular column. *Eur. Phys. J. B*, *11*, 525–533.
- Varas, G., Vidal, V., & Géminard, J.-C. (2009). Dynamics of crater formations in immersed granular materials. *Phys. Rev. E*, *79*, 021301.
- Vargas, W., & McCarthy, J. (2001). Heat conduction in granular materials. *AIChE Journal*, *47*, 1052–1059.
- Vargas, W., & McCarthy, J. (2007). Thermal expansion effects and heat conduction in granular materials. *Phys. Rev. E*, *76*, 041301.
- Veje, C., Howell, D., & Behringer, R. (1999). Kinematics of a two-dimensional granular Couette experiment at the transition to shearing. *Phys. Rev. E*, *59*, 739–745.
- Vergnolle, S. (2007). *Volcano instability, short course MTU, Michigan March 22th*.
- Vergnolle, S., Boichu, M., & Caplan-Auerbach, J. (2004). Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of Shishaldin volcano, Alaska ; 1. Origin of strombolian activity. *J. Geophys. Res.*, *137*, 109–134.
- Vergnolle, S., & Brandeis, G. (1994). Origin of sound generated by Strombolian explosions. *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 1959–1962.
- Vergnolle, S., & Brandeis, G. (1996). Strombolian explosions : 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound. *J. Geophys. Res.*, *101*, 20433–20447.
- Vergnolle, S., Brandeis, G., & Mareschal, J.-C. (1996). Strombolian explosions : 2. Eruptions dynamics determined from acoustic measurements. *J. Geophys. Res.*, *101*, 20449–20466.
- Vergnolle, S., & Caplan-Auerbach, J. (2004). Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of Shishaldin volcano, Alaska ; 2. Precursor to subplinian phase. *J. Geophys. Res.*, *137*, 135–151.
- Vergnolle, S., & Jaupart, C. (1990). Dynamics of degassing at Kilauea volcano, Hawaii. *J. Geophys. Res.*, *95*, 2793–2809.
- Viklander, P. (1998). Laboratory study of stone heave in till exposed to freezing and thawing. *Cold Regions Science and Technology*, *27*, 141–152.
- Villaruel, F., Lauderdale, B., Mueth, D., & Jaeger, H. (2000). Compaction of rods : Relaxation and ordering in vibrated, anisotropic granular material. *Phys. Rev. E*, *61*, 6914–6921.
- Voight, B., Hoblitt, R., Clarke, A., Lockhart, A., Miller, A., Lynch, L., & McMahon, L. (1998). Remarkable cyclic ground deformation monitored in real-time on Montserrat, and its use in eruption forecasting. *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3405–3408.
- Voight, B., Linde, A., Sacks, I., Mattioli, G., Sparks, R., Elsworth, D., Hidayat, D., Malin, P., Shalev, E., Widiwijayanti, C., Young, S., Bass, V., Clarke, A., Dunkley, P., Johnston, W., McWhorter, N., Neuberg, J., & Williams, P. (2006). Unprecedented pressure increase in deep magma reservoir triggered by lava-dome collapse. *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3405–3408.

- Wang, D.-Y., Ma, W., Niu, Y.-H., Chang, X.-X., & Wen, Z. (2007). Effect of cyclic freezing and thawing on mechanical properties of Qinghai-Tibet clay. *Cold Regions Science and Technology*, 48, 34–43.
- Webb, S., & Dingwell, D. (1990). Non-Newtonian rheology of igneous melts at high stresses and strain rates : Experimental results for rhyolite, andesite, basalt, and nephelinite. *J. Geophys. Res.*, 95, 15695–15701.
- Weeks, E. (2007). *Soft jammed materials*. eds. S Maruyama & M Tokuyama, Tohoku University Press, Sendai, Japan. (book chapter in Statistical Physics of Complex Fluids, pp. 2-1 to 2-87, Texte gratuitement disponible sur <http://www.physics.emory.edu/weeks/lab/papers/sendai2007.pdf>)
- Weeks, E., Crocker, J., Levitt, A., Schofield, A., & Weitz, D. (2000). Three-dimensional direct imaging of structural relaxation near the colloidal glass transition. *Science*, 287, 627–631.
- Woods, A., & Koyaguchi, T. (1994). Transition between explosive and effusive eruptions of silicic magmas. *Nature*, 370, 641–644.
- Zhang, F., & Thoroddsen, S. (2008). Satellite generation during bubble coalescence. *Phys. Fluids*, 20, 022104.
- Zocchi, G., Shaw, B. E., Libchaber, A., & Kadanoff, L. (1987). Finger narrowing under local perturbations in the Saffman-Taylor problem. *Phys. Rev. A*, 36, 1894–1900.
- Zumofen, G., Hohlbein, J., & Hubner, C. (2004). Recurrence and photon statistics in fluorescence fluctuation spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 260601.
- Zuriguel, I., Boudet, J., Amarouchène, Y., & Kellay, H. (2005). Role of fluctuation-induced interactions in the axial segregation of granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 258002.